
L'effet de serre : sa découverte, son analyse par la méthode des puissances nettes échangées et les effets de ses variations récentes et futures sur le climat terrestre.

Jean-Louis Dufresne

Laboratoire de Météorologie Dynamique
Institut Pierre Simon Laplace

CNRS, Université Pierre et Marie Curie, Ecole Polytechnique, Ecole Normale Supérieure

Mémoire présenté pour obtenir l'Habilitation à Diriger des Recherches

soutenu le **26 janvier 2009**
à l'Université Pierre et Marie Curie

devant le jury composé de :

M. **Edouard BARD**, Rapporteur
M. **Gilles FLAMANT**, Rapporteur
M. **Anthony ILLINGWORTH**, Examineur
M. **Jean-Yves GRANDPEIX**, Examineur
Mme. **Katia LAVAL**, Examinatrice
M. **Hervé LE TREUT**, Président
M. **Didier TANRÉ**, Rapporteur

Version : 23 février 2009

VISIT...

LANZAROTE
Caliente.COM

Résumé

La température de surface de la Terre, et de façon plus générale le climat de la Terre, sont le résultat d'un ajustement entre l'énergie reçue et celle perdue. En conséquence toute modification de ce bilan d'énergie peut être à l'origine d'une modification du climat. Dans ce mémoire, nous présentons tout d'abord comment cette problématique de l'évolution du climat s'est progressivement mise en place depuis le milieu du 19^e siècle en nous appuyant sur l'analyse d'articles de quelques uns des scientifiques ayant apporté une contribution majeure : J. Fourier, C. Pouillet, S. Langley et S. Arrhenius. Nous montrerons notamment que les fameux résultats d'Arrhenius sur l'estimation du changement de température en réponse à une modification de la concentration de CO₂ sont totalement fortuits.

Nous détaillons ensuite l'analyse de l'effet de serre en nous basant sur une formulation originale des échanges radiatifs : la formulation en puissance nette échangée. Cette analyse porte sur l'atmosphère terrestre, mais aussi sur celle de deux autres planètes : Mars et Venus.

Les activités humaines modifient la composition chimique de l'atmosphère, et notamment la concentration des gaz à effet de serre. Les modèles purement radiatifs permettent de bien quantifier l'effet d'un accroissement de ces gaz sur le bilan radiatif de la Terre mais pas sur la température. En effet, une modification du bilan radiatif modifie non seulement la température mais aussi le climat dans son ensemble, et cette variation du climat modifie à son tour le bilan radiatif. Ces phénomènes, dits de rétroactions, conditionnent très largement l'amplitude du réchauffement climatique. Leurs prises en compte nécessitent l'usage de modèles de climat qui résolvent le cycle de l'énergie, le cycle de l'eau, la circulation générale de l'atmosphère et celle de l'océan. Nous présentons rapidement ces outils ainsi que leurs utilisations pour estimer les changements climatiques en réponses aux émissions de gaz à effet de serre et d'aérosols sulfatés. Nous analysons les rétroactions radiatives (nuages, vapeur d'eau...) et évoquons également la rétroaction entre le climat et le cycle du carbone.

Abstract

The Earth surface temperature, and more generally the Earth climate, is the result of the equilibrium between the received and the lost energy. As a consequence, any modification of the energy balance may affect the climate. Here we first present how this question has progressively emerged by analysing article of a few key scientists : J. Fourier, C. Pouillet, S. Langley et S. Arrhenius. In particular we show that the estimate by S. Arrhenius of the temperature change due to a CO₂ concentration change is fully fortuitous.

Using an original formulation, the net exchange formulation (NEF), we analyse the greenhouse effect on Earth, Mars and Venus.

The chemical composition of the atmosphere, and in particular the concentration of the greenhouse gas, has been modified as a consequence of the human activities. Radiative codes allow us to quantify how these gases impact the radiative flux but not how they impact the temperature. Indeed, any heat budget change affects the whole climate, not only the temperature, and this climate change modify the heat budget. These processes are called feedbacks, and are the main drivers of the temperature change in response to any forcing. Coupled atmosphere-ocean general circulation models consider the physical processes that are expected to be necessary to simulate all these feedbacks. We present these models and how they simulate the climate change in response to an increase of the greenhouse gas or the sulfate aerosol concentration. We analyse the radiative feedbacks (clouds, water vapour...) as well as the climate-carbon feedback.

à la mémoire de Marie-Angèle Filiberti et de Soumya Jamili

Table des matières

1	Une petite histoire de la découverte de l'effet de serre	3
1.1	Joseph Fourier : l'hypothèse de l'effet de serre	3
1.1.1	Le mémoire de J. Fourier sur les températures du globe terrestre .	3
1.1.2	La température d'une planète est déterminée par son bilan d'énergie	4
1.1.3	Les échanges d'énergie par rayonnement et «l'effet de serre»	5
1.1.4	Les échanges de chaleur entre la surface et l'intérieur de la Terre .	6
1.1.5	J. Fourier sous-estime les transports de chaleur par l'atmosphère et l'océan	7
1.1.6	... et en déduit une température de l'espace planétaire trop élevée .	7
1.2	Claude Pouillet : la détermination de la constante solaire	8
1.2.1	Le pyréliomètre.	9
1.2.2	Détermination de la constante solaire	12
1.2.3	Température du soleil.	15
1.2.4	Transmissivité de l'atmosphère.	17
1.2.5	Conclusion.	18
1.3	Samuel Langley : la mesure du spectre dans l'infra-rouge	19
1.3.1	Invention et mise au point du spectrobolomètre	20
1.3.2	Détermination de la longueur d'onde	21
1.3.3	Mesures spectrales dans le domaine infrarouge proche et lointain .	22
1.3.4	Estimation de la température de la Lune	26
1.4	Svante Arrhenius : le calcul de l'effet de serre	26
1.4.1	Le spectre d'absorption de l'atmosphère terrestre	27
1.4.2	L'absorption moyenne de l'atmosphère : intégration fréquentielle et angulaire	32
1.4.3	Le modèle de l'effet de serre	36
1.4.4	Les variations de température dues à un changement de CO ₂ . . .	37
1.4.5	Non validité du modèle de serre à 1 couche lorsque l'absorption sature	38
1.4.6	Modèle avec un profil linéaire de température	40
1.4.7	En résumé	42
2	Analyse de l'effet de serre avec la formulation des Puissances Nettes Échangées	44
2.1	La formulation des Puissances Nettes Échangées (PNE)	44
2.1.1	Présentation	44
2.1.2	Lien avec d'autres formulations	46
2.1.3	Spécificités	47
2.1.4	Analyse des échanges par rayonnement infrarouge et de l'effet de la diffusion pour l'atmosphère terrestre	47
2.2	Analyse d'un accroissement des gaz à effet de serre	49
2.2.1	Sensibilité des facteurs optiques d'échange à un changement d'épaisseur optique	49
2.2.2	Augmentation de la concentration de vapeur d'eau	53
2.2.3	Augmentation de la concentration de CO ₂	58
2.3	L'effet de serre sur Mars et Venus	60
2.3.1	L'atmosphère martienne	60
2.3.2	L'atmosphère vénusienne	63

3	Simulations des changements du climat de la Terre dus aux activités humaines	65
3.1	Les modèles climatiques	65
3.1.1	Histoire de leur développement	65
3.1.2	Les paramétrisations dans les modèles de climat	66
3.2	Simulations des évolutions récentes du climat	67
3.3	Les projections du climat futur	69
3.3.1	Les scénarios d'évolutions des forçages	69
3.3.2	Principales caractéristiques des changements climatiques simulés	69
3.4	Rétroactions radiatives dans le système climatique	74
3.5	Contribution des différentes rétroactions au changement de température	76
3.6	Contribution des différents types de nuage	78
3.7	Effets des aérosols sulfatés sur le climat du 20 ^e et 21 ^e siècle.	79
3.8	Les rétroactions climat-carbone	82
4	Perspectives	87
4.1	Comprendre les mécanismes régissant les changements climatiques globaux et les origines de la dispersion des projections futures	87
4.2	Analyser et interpréter les évolutions récentes du climat	88
4.3	Améliorer le contenu et l'évaluation physique des modèles atmosphériques	89
4.4	Développer les modèles climatiques intégrés et explorer de nouveaux couplages	92
4.5	Calcul des échanges radiatifs dans les atmosphères	93

1 Une petite histoire de la découverte de l'effet de serre

A la fin du 20^e siècle, Svante Arrhenius écrivait un article maintenant célèbre dans lequel il calculait que la température de la Terre augmenterait de 5°C environ si la concentration de CO₂ venait à doubler. Plus de 100 ans après, cette valeur est toujours d'actualité : la fourchette actuelle des estimations est de 2,5 à 4,5°C. De plus la largeur de cette fourchette de dispersion des modèles ne se réduit pas significativement avec le temps. La motivation initial du travail présenté dans ce chapitre est de chercher si l'on peut identifier à partir du travail d'Arrhenius, qui semble étonnamment précis, des concepts et des méthodes suffisamment robustes pour pouvoir servir de bases à une modélisation simplifiée de l'effet de serre et à l'élaboration d'un "modèle jouet" adapté à l'étude des changements climatiques dus à un changement de l'effet de serre.

L'article de S. Arrhenius est assez difficile à lire dans les détails. Pour mieux le comprendre, nous avons étudié certains travaux antérieurs afin de cerner les connaissances que S. Arrhenius a utilisées pour son travail. Nous avons étudié plus en détail les contributions de C. Pouillet et J. Fourier, qui semblent peu décrites dans la littérature, ainsi les travaux de Langley qui ont servis de support essentiel à l'article de S. Arrhenius.

1.1 Joseph Fourier : l'hypothèse de l'effet de serre

Cette section est essentiellement une reprise d'un article parue dans la revue « La Météorologie » (Dufresne, 2006).



FIG. 1 – Jean-Baptiste Joseph Fourier [1768-1830]

1.1.1 Le mémoire de J. Fourier sur les températures du globe terrestre

*«La question des températures terrestres, l'une des plus importantes et des plus difficiles de toute la Philosophie naturelle, se compose d'éléments assez divers qui doivent être considérés sous un point de vue général. J'ai pensé qu'il serait utile de réunir dans un seul écrit les conséquences principales de cette théorie ; les détails analytiques que l'on omet ici se trouvent pour la plupart dans les Ouvrages que j'ai déjà publiés. J'ai désiré surtout présenter aux physiciens, dans un tableau peu étendu, l'ensemble des phénomènes et les rapports mathématiques qu'ils ont entre eux.»*¹ Dans l'introduction de son "mémoire sur

¹Fourier (1890), p.97

les températures du globe terrestre et des espaces planétaire”, publié en 1824 ² Joseph Fourier présente clairement l'ambition et le principal apport de son mémoire : poser les bases scientifiques de l'étude de la température de la Terre. Ce mémoire est effectivement considéré aujourd'hui comme portant les bases de la compréhension de l'équilibre thermique des atmosphères planétaires, comme ayant situé “le problème de la température de la Terre dans son contexte cosmologique” (Grinevald, 1992).

Le contenu de ce mémoire a toutefois quelque chose de paradoxal : la partie la plus détaillée et la plus aboutie porte sur la compréhension et la quantification de la diffusion de la chaleur à l'intérieur du globe terrestre. J. Fourier utilise l'énorme travail qu'il a fait sur la diffusion de la chaleur dans les solides et sur la résolution mathématique de ce problème (travaux qui l'ont notamment amené à développer la fameuse transformée de Fourier) et en conclut que les échanges de chaleur avec l'intérieur de la Terre jouent un rôle... négligeable sur la température d'équilibre de la surface de la Terre. Ce mémoire n'aurait ainsi qu'un intérêt limité si J. Fourier ne se servait de ces résultats pour en déduire que les phénomènes clefs sont l'absorption du rayonnement solaire et les échanges par rayonnement infrarouge avec “l'espace planétaire”. Le rayonnement infrarouge avait été découvert par Sir William (alias Friedrich) Herschel environ 25 ans auparavant, il était encore très mal connu et était appelé “chaleur obscure”. La présentation par Fourier des échanges radiatifs infrarouges est très qualitative, très courte (environ 2 pages de son mémoire long de 28 pages), ne possède pas le degré d'achèvement de ses travaux sur la diffusion de la chaleur, mais introduit des mécanismes essentiels (tel l'effet de serre) qui seront ensuite des sujets de recherche pendant plusieurs décennies, certains étant toujours d'actualité.

1.1.2 La température d'une planète est déterminée par son bilan d'énergie

Si J. Fourier est souvent considéré comme l'un des scientifiques à l'origine de la découverte de l'effet de serre (e.g. Bard, 2004; Pierrehumbert, 2004) , expression que lui-même n'utilise pas et qui sera introduite plus tard, c'est que sa présentation, même qualitative, montre qu'il avait bien analysé les principes essentiels de cet effet. Tout d'abord J. Fourier explique que le champ de température est déterminé par le bilan des flux de chaleur. Il l'a formulé mathématiquement dans le cas de la diffusion de la chaleur dans un solide, mais a généralisé sa validité aux autres modes de transfert de chaleur. *«On peut concevoir que l'état de la masse a varié continuellement à mesure qu'elle recevait la chaleur sortie du foyer. Cet état variable des températures intérieures s'est altéré par degrés, et s'est approché de plus en plus d'un état final qui n'est sujet à aucun changement.[...] L'état final de la masse, dont la chaleur a pénétré toutes les parties, est exactement comparable à celui d'un vase qui reçoit, par des ouvertures supérieures, le liquide que lui fournit une source constante et en laisse échapper une quantité précisément égale par une ou plusieurs issues.»*³

La notion de bilan d'énergie est aujourd'hui un principe fondamental. Par exemple la température de surface d'une planète dépend directement du bilan d'énergie en surface : elle absorbe une certaine puissance, provenant éventuellement de plusieurs sources, et se réchauffe jusqu'à ce que la puissance perdue soit égale à la puissance absorbée.

J. Fourier a également identifié les différents modes de transferts d'énergie entre la Terre et son environnement.

²Ce Mémoire a d'abord été publié en 1824 dans les *Annales de Chimie et de Physique* (Fourier, 1824), puis en 1827, avec de légères modifications, dans les *Mémoires de l'Académie Royale des Sciences de l'Institut de France* (Fourier, 1827). Cette version a ensuite été publiée en 1890 dans un recueil des œuvres de Fourier Fourier (1890) ; les citations et la pagination se rapportent à ce dernier recueil.

³Fourier (1890), p. 102

«La chaleur du globe terrestre dérive de trois sources qu'il est d'abord nécessaire de distinguer :

1. La Terre est échauffée par les rayons solaires, dont l'inégale distribution produit la diversité des climats ;
2. Elle participe à la température commune des espaces planétaires, étant exposée à l'irradiation des astres innombrables qui environnent de toutes parts le système solaire ;
3. La Terre a conservé dans l'intérieur de sa masse une partie de la chaleur primitive qu'elle contenait lorsque les planètes ont été formées.

»⁴

1.1.3 Les échanges d'énergie par rayonnement et «l'effet de serre»

Pour les échanges par rayonnement, J. Fourier fait l'analogie entre ce qui se passe dans l'atmosphère et ce que l'on peut observer dans les expériences réalisées par Horace-Bénédict de Saussure (de Saussure, 1779). Le dispositif expérimental utilisé consiste en une boîte isolée thermiquement, avec un fond noir et surmontée d'un triple vitrage. C'était le précurseur du capteur solaire thermique, utilisé par exemple pour produire de l'eau chaude sanitaire. H.B. de Saussure observa que la température à l'intérieur de la boîte était beaucoup plus élevée qu'à l'extérieur, et J. Fourier en donna une interprétation. «La théorie de cet instrument est facile à concevoir. Il suffit de remarquer : 1° que la chaleur acquise se concentre, parce qu'elle n'est point dissipée immédiatement par le renouvellement de l'air ; 2° que la chaleur émanée du Soleil a des propriétés différentes de celles de la chaleur obscure. Les rayons de cet astre se transmettent en assez grande partie au delà des verres dans toutes les capacités et jusqu'au fond de la boîte. Ils échauffent l'air et les parois qui le contiennent : alors leur chaleur ainsi communiquée cesse d'être lumineuse ; elle ne conserve que les propriétés communes de la chaleur rayonnante obscure. Dans cet état, elle ne peut traverser librement les plans de verre qui couvrent le vase ; elle s'accumule de plus en plus dans une capacité enveloppée d'une matière très peu conductrice, et la température s'élève jusqu'à ce que la chaleur affluente soit exactement compensée par celle qui se dissipe.»⁵ J. Fourier fait le parallèle entre les vitres de la boîte et l'atmosphère de la Terre : elles sont transparentes au rayonnement visible et opaques au rayonnement infrarouge. Le rayonnement solaire traverse l'atmosphère et transporte de l'énergie jusqu'à la surface. Celle-ci absorbe une partie du rayonnement solaire, gagne de l'énergie qu'elle perd en émettant du rayonnement infrarouge. L'atmosphère absorbe ce rayonnement infrarouge, ce qui limite les pertes d'énergies vers l'espace. Il en déduit les conséquences pour la température d'équilibre de planètes : «C'est ainsi que la température est augmentée par l'interposition de l'atmosphère, parce que la chaleur trouve moins d'obstacle pour pénétrer l'air, étant à l'état de lumière, qu'elle n'en trouve pour repasser dans l'air lorsqu'elle est convertie en chaleur obscure.»⁶

Ainsi J. Fourier a jeté les bases de ce qui fut plus tard appelé l'effet de serre. Certains aspects manquent, et notamment le fait que ce n'est pas directement l'absorption du rayonnement infrarouge qui réduit les pertes d'énergie vers l'espace, mais plutôt le fait que si l'atmosphère absorbe du rayonnement infrarouge, elle en émet aussi, et c'est cette émission qui apporte un supplément d'énergie à la surface. Par ailleurs J. Fourier néglige la convection, mais il estime que celle-ci ne devrait pas remettre en cause l'effet de serre lui-même. «La mobilité de l'air, qui se déplace rapidement dans tous les sens et qui s'élève lorsqu'il est échauffé, le rayonnement de la chaleur obscure dans l'air diminuent l'intensité

⁴Fourier (1890), p. 97

⁵Fourier (1890), p. 110

⁶Fourier (1890), p. 111

*des effets qui auraient lieu sous une atmosphère transparente et solide, mais ne dénaturent point entièrement ces effets.»*⁷ Ceci est vrai dans le cas de l'atmosphère terrestre, mais pas dans celui d'une serre, ce qui est à l'origine des critiques de l'appellation "effet de serre". J. Fourier perçoit bien l'aspect inachevé de son travail : *«Il est difficile de connaître jusqu'à quel point l'atmosphère influe sur la température moyenne du globe, et l'on cesse d'être guidé dans cet examen par une théorie mathématique régulière.»*⁸ De nombreuses connaissances théoriques et données expérimentales manquaient encore à l'époque.

1.1.4 Les échanges de chaleur entre la surface et l'intérieur de la Terre

La partie la plus longue du mémoire de J. Fourier porte sur les échanges de chaleur entre la surface et l'intérieur de la Terre. Cet aspect de son travail repose à la fois sur une formulation mathématique et sur des observations, ce qui permet à J. Fourier d'être quantitatif dans ses propos. A l'époque de Fourier, on pensait que la Terre, initialement très chaude, était en cours de refroidissement, et que ceci influençait fortement la température à la surface de la Terre. Trouver le lien entre la température de surface et les échanges de chaleur avec le centre de la Terre était donc un problème scientifique important.

J. Fourier identifie deux sources de chaleur. L'une est le rayonnement solaire qui chauffe la surface, avec un cycle diurne et un cycle saisonnier. L'autre est le flux de chaleur géothermique qui vient du centre de la Terre. J. Fourier reconnaît que l'équation de la diffusion de la chaleur dans un solide est linéaire, et qu'il peut donc étudier séparément ces deux sources de chaleurs et additionner ensuite leurs effets.

Pour les apports solaires en surface, J. Fourier note que le cycle saisonnier du flux de chaleur et de la température s'atténue quand on s'éloigne de la surface. *«Les rayons de chaleur que le Soleil envoie incessamment au globe terrestre y produisent deux effets très distincts : l'un est périodique et s'accomplit tout entier dans l'enveloppe extérieure, l'autre est constant ; on l'observe dans les lieux profonds, par exemple à 30m au-dessous de la surface. La température de ces lieux ne subit aucun changement sensible dans le cours de l'année, elle est fixe ; mais elle est très différente dans les différents climats : elle résulte de l'action perpétuelle des rayons solaires et de l'inégale exposition des parties de la surface, depuis l'équateur jusqu'aux pôles.»*⁹

Pour le flux géothermique, il utilise le gradient vertical moyen observé près de la surface terrestre. Il note que cet accroissement de température est de 1°C quand la profondeur augmente de 30 m ou 40 m. Il en déduit que le flux de chaleur dû à ce gradient n'a qu'un impact très faible sur la température de surface. Ayant établi les équations de diffusion de la chaleur dans ses travaux antérieurs, il explique longuement et sous différentes formes que les flux et les températures en surface sont très peu dépendants des détails de ce qui se passe dans la sphère terrestre, et que la diffusion lisse tout.

Le gradient de température à l'intérieur de l'océan est opposé à celui à l'intérieur de la Terre : dans l'océan, la température décroît lorsque la profondeur augmente. Pour montrer que cette observation n'est pas contradictoire avec l'existence de flux géothermiques, J. Fourier est amené à expliquer le principe du fonctionnement de la circulation thermohaline. Du fait de la convection, l'océan profond est alimenté par de l'eau dont la température est celle pour laquelle la densité de l'eau est maximale. *« Lorsque la température des couches supérieures du liquide deviendra moindre que celle des parties inférieures, quoique surpassant de quelques degrés seulement la température de la glace fondante, la densité de ces couches supérieures augmentera ; elles descendront de plus en plus, et viendront occuper le fond des bassins qu'elles refroidiront par leur contact ; dans le même temps, les eaux plus échauffées et plus légères s'élèveront pour remplacer les eaux supérieures, et il*

⁷Fourier (1890), p. 111

⁸Fourier (1890), p. 110

⁹Fourier (1890), p. 99

s'établira dans les masses liquides des mouvements infiniment variés dont l'effet général sera de transporter la chaleur vers les régions élevées.»¹⁰

1.1.5 J. Fourier sous-estime les transports de chaleur par l'atmosphère et l'océan

J. Fourier est conscient du fait que l'atmosphère et l'océan peuvent transporter de la chaleur de par leur mouvement. *«Les liquides conduisent très difficilement la chaleur; mais ils ont, comme les milieux aériformes, la propriété de la transporter rapidement dans certaines directions. C'est cette même propriété qui, se combinant avec la force centrifuge, déplace et mêle toutes les parties de l'atmosphère et celles de l'Océan; elle y entretient des courants réguliers et immenses.»¹¹* Mais il sous-estime la contribution de ces transports de chaleur et suppose qu'ils ont un effet négligeable sur la différence de température moyenne entre l'équateur et les pôles. *«La mobilité des eaux et de l'air tend à modérer les effets de la chaleur et du froid; elle rend la distribution plus uniforme; mais il serait impossible que l'action de l'atmosphère suppléât à cette cause universelle qui entretient la température commune des espaces planétaires; et, si cette cause n'existait point, on observerait, nonobstant l'action de l'atmosphère et des mers, des différences énormes entre les températures des régions équatoriales et celle des pôles.»¹²*

J. Fourier n'avait pas les moyens d'estimer ces transports de chaleur par l'atmosphère et l'océan. C'est seulement au début du 20^e siècle que les premières estimations du transport de chaleur ont pu être établies, et elles ne sont devenues fiables qu'à partir des années 1970 grâce à la mesure par satellites du bilan radiatif au sommet de l'atmosphère. J. Fourier n'imaginait pas que ce transport méridien de chaleur était si important : par exemple à 30° de latitude nord ou sud, le transport de chaleur des basses vers les hautes latitudes est de 6 PW (6 10¹⁵ W) environ. Le transport total de chaleur est aujourd'hui bien estimé mais la répartition entre la part de cette chaleur transportée par l'océan et celle transportée par l'atmosphère demeure encore incertaine, notamment aux hautes latitudes.

1.1.6 ... et en déduit une température de l'espace planétaire trop élevée

Les régions polaires ne reçoivent pas d'énergie solaire pendant plusieurs mois de l'année. Comme J. Fourier a montré que l'apport par les échanges de chaleur avec l'intérieur de la Terre sont faibles et comme il pense que les transports de chaleur par l'atmosphère et l'océan sont négligeables, il en déduit que l'espace planétaire doit avoir une température proche de celle des régions polaires en hiver. Le raisonnement est exact, mais le résultat faux à cause des hypothèses fausses sur le transport méridien d'énergie. J. Fourier utilise des descriptions dramatiques pour imaginer un monde avec une température de l'espace planétaire plus faible. *«Les régions polaires subiraient un froid immense, et le décroissement des températures depuis l'équateur jusqu'aux pôles serait incomparablement plus rapide et plus étendu que le décroissement observé. [...] L'intermittence des jours et des nuits produirait des effets subits et totalement différents de ceux que nous observons. La surface des corps serait exposée tout à coup, au commencement de la nuit, à un froid infiniment intense. Les corps animés et les végétaux ne résisteraient point à une action aussi forte et aussi prompte, qui se reproduirait en sens contraire au lever du Soleil.»¹³* C'est J. Tyndall (1864) qui comprendra plus tard que l'effet de serre est un des phénomènes qui réduit l'amplitude du cycle diurne et du cycle saisonnier.

¹⁰Fourier (1890), p. 118

¹¹Fourier (1890), p. 110

¹²Fourier (1890), p. 109

¹³Fourier (1890), p. 106-107

J. Fourier donne également une explication de cette température de l'espace planétaire, et de sa valeur élevée. *«Après avoir reconnu l'existence de cette température fondamentale de l'espace sans laquelle les effets de chaleur observés à la surface du globe seraient inexplicables, nous ajouterons que l'origine de ce phénomène est pour ainsi dire évidente. Il est dû au rayonnement de tous les corps de l'univers dont la lumière et la chaleur peuvent arriver jusqu'à nous. Les astres que nous apercevons à la vue simple, la multitude innombrable des astres télescopiques ou des corps obscurs qui remplissent l'univers, les atmosphères qui environnent ces corps immenses, la matière rare disséminée dans diverses parties de l'espace, concourent à former ces rayons qui pénètrent de toutes parts dans les régions planétaires. On ne peut concevoir qu'il existe un tel système de corps lumineux ou échauffés, sans admettre qu'un point quelconque de l'espace qui les contient acquiert une température déterminée.»*¹⁴ L'explication est pertinente mais l'ordre de grandeur n'y est pas : d'après les estimations actuelles l'espace inter-stellaire émet un rayonnement correspondant à celui d'un corps noir à 3K, et l'apport du rayonnement émit par les objets célestes proches est encore plus faible.

Finalement, une température nulle de l'espace planétaire rendrait, d'après J. Fourier, la Terre trop sensible à une variation de la distance Terre-soleil, à un changement d'excentricité. *« Dans cette hypothèse du froid absolu de l'espace, s'il est possible de la concevoir, tous les effets de la chaleur, tels que nous les observons à la surface du globe, seraient dus à la présence du Soleil. Les moindres variations de la distance de cet astre à la Terre occasionneraient des changements très considérables dans les températures, l'excentricité de l'orbite terrestre donnerait naissance à diverses saisons.»*¹⁵ De nombreux travaux scientifiques au cours du 19^e siècle et au début du 20^e siècle ont progressivement permis de découvrir et prouver l'existence de variations climatiques passées importantes (période glaciaire-inter glaciaire) et d'émettre l'hypothèse que ces variations climatiques avaient pour origine... des variations des positions relatives de la Terre et du soleil (e.g. (Bard, 2004)).

1.2 Claude Pouillet : la détermination de la constante solaire

Cette section est essentiellement une reprise d'un article parue dans la revue « La Météorologie » (Dufresne, 2008).



FIG. 2 – Claude Servais Matthias Pouillet [1790-1868] (crédit École Polytechnique)

¹⁴Fourier (1890), p. 107

¹⁵Fourier (1890), p. 106

Dans le domaine des sciences de l'atmosphère et du climat, Claude Pouillet a apporté une contribution importante en déterminant expérimentalement la "constante solaire", c.-à-d. la valeur du flux solaire incident à l'extérieur de l'atmosphère terrestre. Par rapport aux travaux de Fourier, le principal apport du "Mémoire sur la chaleur solaire, sur les pouvoirs rayonnants et absorbants de l'air atmosphérique, et sur la température de l'espace" (Pouillet, 1838) est d'avoir commencé à mesurer et à quantifier les échanges radiatifs à travers l'atmosphère. Ceci ouvrait la voie au calcul des échanges d'énergie et des températures à la surface de la Terre qui en résultent. Le mémoire de Pouillet aborde notamment :

- la détermination de l'absorption du rayonnement solaire par l'atmosphère
- la détermination de la constante solaire
- l'estimation de la "température de l'espace" et la démonstration qu'elle est beaucoup plus faible que ne l'avait supposé J. Fourier
- la mise en place d'une représentation simplifiée du système Terre-espace-soleil et d'une modélisation correspondante adaptée au calcul de la température de surface de la Terre.

Pour mener pleinement à bien ce dernier point, il manquait à C. Pouillet des lois essentielles, telle la loi établie par Kirchhoff en 1859, qui énonce que, pour chaque longueur d'onde l'émissivité et l'absorptivité sont égales. Ici, nous allons nous concentrer sur ses travaux relatifs à la détermination de la constante solaire, qui étaient très nouveaux et se sont révélés remarquablement précis. Nous analysons la méthode utilisée à la lumière des connaissances actuelles et cherchons à établir si la précision de ses résultats est due au "hasard" ou si elle est au contraire robuste.

Dans son mémoire, dont nous citons certains extraits, C. Pouillet utilise comme unité de "quantité de chaleur" la $\text{calorie} \cdot \text{min}^{-1} \cdot \text{cm}^{-2}$. Comme une calorie vaut 4.18 J, il faut donc multiplier toutes les "quantités de chaleur" par $4.18 / (60 \cdot 10^{-4}) = 6,97 \cdot 10^2$ pour avoir des $\text{W} \cdot \text{m}^{-2}$. Dans les citations, les équations sont écrites sous leur forme originale. Elles ont été éventuellement réécrites dans le texte avec des notations différentes. C'est le cas en particulier de la température notée t dans l'article de Pouillet et notée T dans le présent texte, la notation t étant elle réservée au temps.

1.2.1 Le pyrhéliomètre.

Pouillet conçoit un pyrhéliomètre, appareil destiné à mesurer l'intensité du rayonnement solaire arrivant à la surface de la Terre. Cet appareil est basé sur la mesure de la vitesse de variation dT/dt de la température T de la surface noircie d'un disque qui se produit lorsque celui-ci est soudainement exposé au rayonnement solaire.

«Le pyrhéliomètre direct est représenté dans la figure ci-dessous [Fig. 3]. Le vase v est très mince, d'argent ou de plaqué d'argent; il a un décimètre de diamètre et 14 ou 15 millimètres de hauteur; il contient environ 100 grammes d'eau. Le bouchon, qui fixe le thermomètre au vase, s'adapte à un tube de métal qui est porté vers ses extrémités par deux collets, c, c' où il joue librement, en sorte qu'en tournant le bouton b tout l'appareil tourne autour de l'axe du thermomètre, et l'eau du vase est sans cesse agitée, pour que la température soit bien uniforme dans toute sa masse. Le cercle d , qui reçoit l'ombre du vase, sert à orienter l'appareil. La surface du vase qui reçoit l'action solaire est soigneusement noircie au noir de fumée.

L'expérience se fait de la manière suivante : l'eau du vase étant à peu près à la température ambiante, on tient le pyrhéliomètre à l'ombre, mais très près du lieu où il doit recevoir le Soleil; on le dispose de manière à ce qu'il voie la même étendue du ciel, et là, pendant 4', on note de minute en minute son réchauffement ou son refroidissement; pendant la minute suivante on le place derrière un écran, on l'oriente de telle sorte qu'en ôtant l'écran à la fin de cette minute, qui sera la cinquième, les rayons solaires le frappent perpendiculairement. Alors, pendant 5', sous l'action du Soleil, on note de minute en mi-

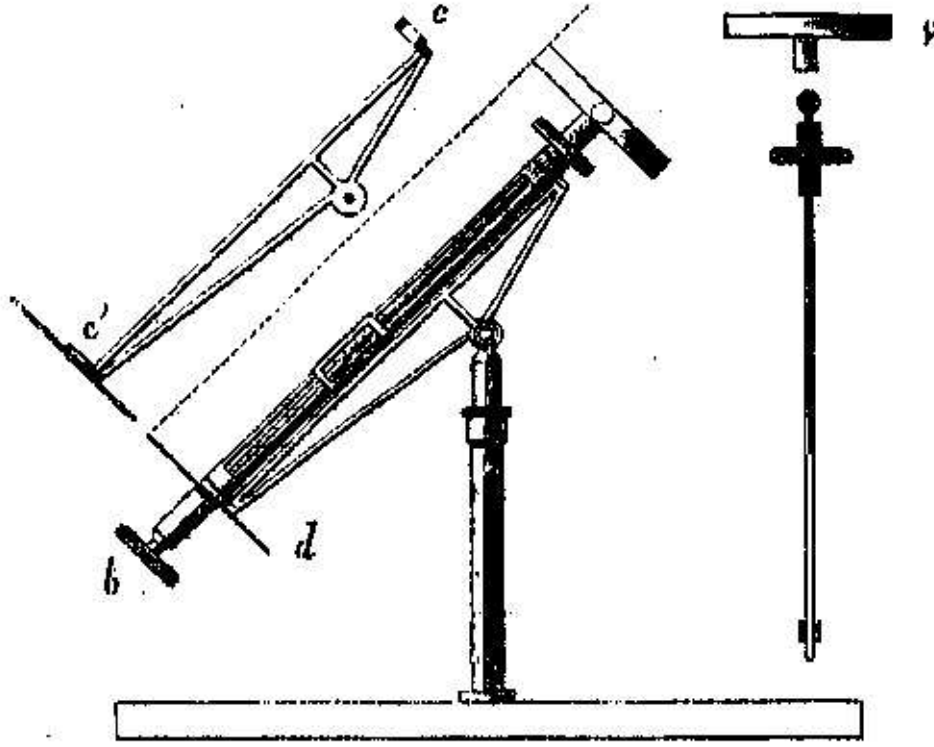


FIG. 3 – Schémas du pyréliomètre de C. Pouillet (Pouillet, 1838)

nute son réchauffement, qui devient très rapide, et l'on a soin de maintenir l'eau sans cesse en agitation ; à la fin de la cinquième minute on remet l'écran, on retire l'appareil dans la première position, et pendant cinq minutes encore on observe son refroidissement.

Soit R le réchauffement qu'il a éprouvé pendant les 5' de l'action solaire, r et r' les refroidissements qu'il a éprouvés pendant les 5' qui ont précédé cette action et pendant les cinq minutes qui l'ont suivie, il est facile de voir que l'élévation de température t produite par la chaleur du Soleil, est

$$t = R + \frac{(r + r')}{2} \gg^{16} \quad (\text{P-1})$$

La variation de la température T du vase peut s'écrire :

$$mC \frac{dT}{dt} = S_r \cdot F - S_a \cdot h(T - T_a) \quad (1)$$

avec m : masse du vase, C : chaleur massique du vase, S_r : surface de la partie du vase absorbant le rayonnement solaire, F : flux solaire absorbé, S_a : surface du vase échangeant avec l'air extérieur, h : coefficient d'échange thermique entre le vase et l'air extérieur, T_a : température de l'air extérieur. Dans la partie droite de l'équation (1), le premier terme correspond au rayonnement solaire absorbé, et le second aux échanges entre le disque et le milieu extérieur.

En prenant $S_a \approx 2S_r$ (la surface totale du vase est environ 2 fois celle de la face qui reçoit le soleil), $h \approx 10 \text{ W.m}^{-2}$ (valeur typique des échanges par convection et rayonnement

¹⁶(Pouillet, 1838) p.2-3

entre une surface et l'air ambiant en milieu extérieur, avec vent faible) et $T - T_a \approx 4\text{K}$ (valeur typiquement obtenue par C. Pouillet), on obtient que $S_a \cdot h(T - T_a) \approx 80S_r$. Comme la valeur du flux solaire incident vaut typiquement $F \approx 800\text{W.m}^{-2}$ (cf. Fig. 5), on trouve que $|S_a \cdot h(T - T_a)| \ll S_r \cdot F$, c.-à-d. que les échanges d'énergie avec l'environnement sont faibles par rapport au rayonnement solaire incident. Ainsi, ce calcul d'ordre de grandeur montre que, d'après l'équation (1), dT/dt dépend principalement du flux F que l'on cherche à estimer, de l'inertie thermique, qui est bien mesurable, et dépend peu des échanges thermiques avec l'environnement, difficiles à mesurer, et variables dans le temps (en fonction du vent...).

De plus, avec le protocole expérimental utilisé, le fait de rajouter la moitié du refroidissement pendant les 5 minutes qui suivent l'exposition au soleil (Eq. P-1) permet de prendre en compte, au premier ordre, la valeur moyenne des échanges avec l'extérieur. En effet, en intégrant l'Eq. 1, on obtient que le vase dont la température initiale est celle de l'air ambiant T_a , a une température T_f après avoir été exposé au soleil pendant une durée t :

$$\begin{aligned} T_f - T_a &= \frac{S_r F}{S_a h} \left(1 - e^{-t/\tau}\right) \\ &\approx \frac{S_r F}{S_a h} \left(\frac{t}{\tau} - \frac{1}{2} \left(\frac{t}{\tau}\right)^2 + \dots\right) \\ &\approx \frac{S_r F}{mC} t - \frac{1}{2} \frac{S_r F}{S_a h} \left(\frac{t}{\tau}\right)^2 + \dots \end{aligned} \quad (2)$$

avec $\tau = \frac{mC}{S_a h}$. De même, on obtient que le vase dont la température initiale est T_f , a une température T_r après avoir été à l'ombre pendant une durée t :

$$\begin{aligned} T_r - T_f &= (T_a - T_f) \left(1 - e^{-t/\tau}\right) \\ &= -\frac{S_r F}{S_a h} \left(1 - e^{-t/\tau}\right)^2 \\ &\approx -\frac{S_r F}{S_a h} \left(\frac{t}{\tau}\right)^2 + \dots \end{aligned} \quad (3)$$

En utilisant cette Eq. 3 dans l'Eq. 2 on obtient :

$$T_f - T_a \approx \frac{S_r F}{mC} t + \frac{1}{2} (T_r - T_f) \quad (4)$$

que l'on peut mettre sous la forme :

$$F \approx \frac{mC}{S_r t} \Delta T \quad (5)$$

avec

$$\Delta T = T_f - T_a + \frac{1}{2} (T_f - T_r) \quad (6)$$

Si le pyréliomètre est à l'équilibre thermique avant d'être exposé au soleil, l'échauffement r défini par Pouillet est nul, et l'équation (P-1) est identique à l'équation (6). L'élévation de température ΔT telle que définie par Pouillet permet donc, au premier ordre, de prendre en compte les échanges de chaleur entre le vase et l'environnement extérieur et donc d'avoir une estimation plus précise du flux solaire absorbé.

Pour convertir l'élévation de température ΔT pendant 5 min en "quantités de chaleur", Pouillet multiplie ΔT par 0,2624. En utilisant l'Eq. 5 et en prenant pour S_r la surface d'un disque de diamètre 10cm, pour C la chaleur massique de l'eau, et $t = 5\text{min}$, on trouve que cette valeur de 0,2624 correspond à une masse m de 103g, ce qui est compatible avec le texte (même si la valeur exacte de m n'est pas donnée) et nous permet de vérifier que l'unité de la "quantité de chaleur" utilisée par Pouillet est bien la $\text{calorie.min}^{-1}.\text{cm}^{-2}$.

1.2.2 Détermination de la constante solaire

«Après avoir obtenu, pendant plusieurs années, un assez grand nombre de séries analogues aux précédentes, j'ai essayé de trouver une loi qui pût représenter assez exactement tous les résultats des observations. Pour cela, j'ai calculé d'abord les épaisseurs atmosphériques que les rayons solaires avaient à traverser dans chaque expérience; ces épaisseurs ϵ sont données par la formule

$$\epsilon = \sqrt{2rh + h^2 + r^2 \cos^2 z} - r \cos z \quad (\text{P-2})$$

r est le rayon moyen de la Terre, h la hauteur de l'atmosphère, z la distance zénithale du Soleil; j'ai adopté

$$h = 1, \quad r = 80.$$

[...]En comparant les élévations de températures observées au pyrhéliomètre et les épaisseurs atmosphériques correspondantes, j'ai vu que l'on pouvait très bien représenter les résultats par la formule

$$t = Ap^\epsilon, \quad (\text{P-3})$$

A et p étant deux constantes. De plus, en déterminant ces deux constantes pour deux observations de chaque série, on retombe toujours sur la même valeur de A , pour toutes les séries, et sur des valeurs de p assez différentes en passant d'une série à l'autre. Ainsi A est une constante fixe, indépendante de l'état de l'atmosphère, et p une constante qui est fixe, seulement pour le même jour, et qui varie d'un jour à l'autre, suivant que la sérénité du ciel est plus ou moins parfaite. A est donc, dans la formule, la **constante solaire** ou celle qui contient, comme élément essentiel, la puissance calorifique constante du Soleil, tandis que p est la **constante atmosphérique**, ou celle qui contient, comme élément essentiel, le pouvoir de transmission variable dont se trouve douée l'atmosphère pour laisser arriver jusqu'à la surface de la Terre des proportions plus ou moins grandes de la chaleur solaire incidente. Les expériences donnent pour A la valeur de

$$6^\circ, 72$$

[...] Cette valeur [...] multipliée par 0,2624 donne

$$1,7633.$$

Telle est donc la quantité de chaleur que le Soleil donne en 1' sur un centimètre carré, aux limites de l'atmosphère, et qu'il donnerait pareillement à la surface de la Terre, si l'air atmosphérique n'absorbait aucun des rayons incidents. »¹⁷

Cette "quantité de chaleur" étant en $\text{cal.min}^{-1}.\text{cm}^{-2}$, on obtient pour la constante solaire en unité SI :

$$A = 1228 \text{W.m}^{-2} \quad (7)$$

ce qui est proche de la valeur actuelle, estimée à 1367W.m^{-2} (Foukal et al., 2006). Pouillet est ainsi le premier scientifique à déterminer correctement la constante solaire. Son nom est parfois oublié au profit de l'américain S.P. Langley (1834-1906), astrophysicien expérimentateur connu, et dont un centre de recherche de la NASA porte le nom. La valeur obtenue par Langley, suite à une lourde expédition en 1881 au sommet du mont Whitney (4420 m) est de 2140W.m^{-2} , c.-à-d. presque deux fois trop élevée. Elle a cependant été prise comme référence pendant plus de 20 ans (Barr, 1963, p.198).

Pouillet identifie bien la dépendance du flux solaire incident F_s à l'épaisseur atmosphérique traversée ϵ , épaisseur qu'il calcule en fonction de la hauteur zénithale du soleil. Il exprime ce flux sous la forme (Eq. P-3) :

$$F_s = F_0 T^\epsilon \quad (8)$$

¹⁷(Pouillet, 1838) p.6-8

avec F_0 constante solaire, ϵ épaisseur atmosphérique (valant 1 quand le soleil est au zénith, c.-à-d. quand $\cos z = 1$ dans l'Eq. P-2) et $\mathcal{T}$ transmissivité pour une épaisseur atmosphérique de 1. Cette formulation du flux correspond à l'hypothèse d'une extinction du rayonnement solaire indépendante de la longueur d'onde (hypothèse de "gaz gris"), et l'on écrirait aujourd'hui l'Eq. 8 plutôt sous la forme :

$$F_s = F_0 e^{-k\epsilon}. \quad (9)$$

Cette équation est identique à la précédente avec $k = -\log \mathcal{T}$. L'équation de Pouillet correspond à l'image d'un rayonnement traversant successivement ϵ couches ayant chacune une transmissivité $\mathcal{T}$.

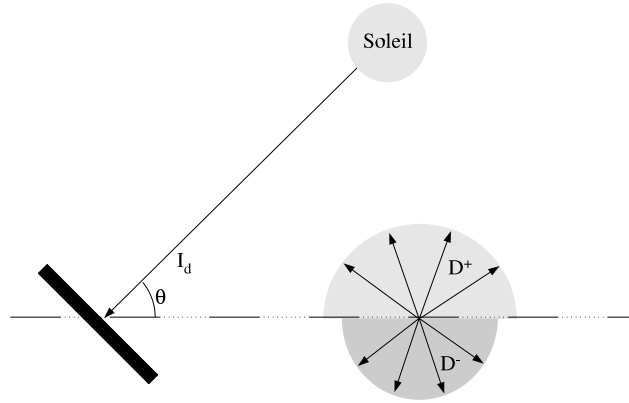


FIG. 4 – Calcul du flux reçu par le disque du pyréliomètre à partir du rayonnement solaire direct et des rayonnements diffus montant et descendant

Pour vérifier si les résultats de Pouillet sont robustes, nous avons cherché à les retrouver par le calcul et à connaître leurs sensibilités aux conditions expérimentales et à différentes hypothèses simplificatrices. Pour cela nous utilisons le logiciel SBDART (Ricchiuzzi et al., 1998) basé sur un modèle bande étroite (20cm^{-1}), la base de données spectrales LOWTRAN7 (Pierluissi and Peng, 1985) et le solveur DISORT (Stamnes et al., 1988). Les flux sont calculés par rapport à une surface horizontale, et pour les projeter sur la surface oblique du pyréliomètre (que l'on prend normale au rayonnement solaire incident), nous supposons que le rayonnement solaire diffus et le rayonnement infrarouge émis par l'atmosphère et par la surface sont isotropes (Fig. 4). Nous obtenons alors l'approximation suivante :

$$F_p = I_d + \frac{1 + \cos \theta}{2} D^- + \frac{1 - \cos \theta}{2} D^+ \quad (10)$$

avec F_p flux normal à la surface du pyréliomètre, I_d flux solaire direct, D somme du flux solaire diffus et du flux infrarouge descendant (D^-) ou montant (D^+), θ hauteur zénithale du soleil. Avant et après la mesure, Pouillet place son pyréliomètre à l'abri d'un écran. En supposant que l'écran couvre totalement la partie du ciel vue par le vase, on obtient que la variation de température du pyréliomètre (Eq. 1) ne dépend pas uniquement du flux solaire et infra-rouge F_p , mais de la différence ΔF entre ce flux et le flux infra-rouge émis par l'écran :

$$\Delta F = F_p - B_s \quad (11)$$

F_p étant défini par l'équation (10) et B_s étant l'émissance du corps noir à la température de l'écran, que nous supposons égale à celle de l'air près du sol.

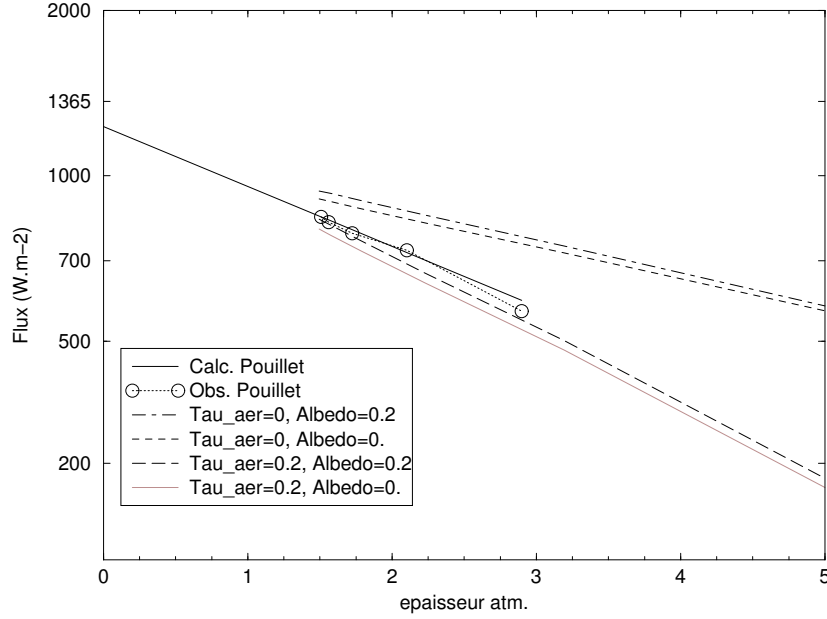


FIG. 5 – Flux reçu par le vase du pyréliomètre en fonction de l'épaisseur atmosphérique, observé par Pouillet (cercles), calculé par Pouillet avec la loi empirique ajustée (trait continu), et calculé avec un modèle radiatif, pour 2 épaisseurs optiques différentes d'aérosols urbains ($\text{Tau_aer} = 0$ et 0.2) et deux valeurs de l'albédo de surface ($\text{Albedo} = 0$ et 0.2).

A titre d'exemple, nous prenons les mesures réalisées le 22 septembre à Paris (Pouillet, 1838, p.5). Comme profil vertical atmosphérique, nous prenons le profil standard correspondant aux moyennes latitudes en été. Nous avons vérifié que prendre le profil standard des moyennes latitudes en hiver affecte peu les résultats. Deux inconnues majeures demeurent : l'épaisseur optique d'éventuels aérosols et l'albédo de la surface aux environs du pyréliomètre. Sur la figure 5, nous avons tracé le flux reçu par le pyréliomètre en fonction de l'épaisseur atmosphérique, pour deux valeurs de l'albédo de surface (0 et 0.2, ce qui correspond à des valeurs typiques pour une surface sombre) et deux valeurs de l'épaisseur optique d'aérosols de types urbains (0 et 0.2, valeurs typiques). Nous avons également reporté les valeurs mesurées par Pouillet, ainsi que la loi empirique (Eq. 8) avec les valeurs ajustées par Pouillet pour cette journée. On peut remarquer que le flux reçu dépend très fortement de l'épaisseur optique des aérosols, et beaucoup moins de l'albédo de surface. La meilleure concordance est obtenue avec une épaisseur optique de 0.2 pour les aérosols, valeur tout à fait plausible. Nous sommes donc capables de retrouver les observations de Pouillet avec des valeurs tout à fait réalistes des paramètres radiatifs de l'environnement.

Un résultat de calcul apparemment surprenant de la figure 5 est que la valeur que l'on obtient pour une épaisseur nulle de l'atmosphère, par extrapolation directe des valeurs calculées par le modèle, est plus élevée s'il y a des aérosols que s'il n'y en a pas. Ceci est dû au fait que l'on considère le flux total (direct+diffus) incident sur le vase. Le même calcul avec le flux direct (cf. ci-dessous) fait disparaître ce résultat paradoxal, que l'on peut donc attribuer au rayonnement diffusé par l'atmosphère.

Pour éprouver la robustesse des résultats de Pouillet, nous avons calculé (Fig. 6) le flux incident sur le vase du pyréliomètre, avec les approximations suivantes : en ne considérant que le rayonnement solaire direct, en ne considérant que le rayonnement solaire (direct+diffus), en considérant à la fois le rayonnement solaire et le rayonnement

infra-rouge thermique. Dans ce dernier cas uniquement, on prend en compte le fait que le pyréliomètre est couvert par un écran dont la température est proche de celle de l'air (cf. Eq. 11). Dans tous les cas, la valeur que l'on obtient pour une épaisseur nulle de l'atmosphère, par extrapolation directe, est comprise entre 1100 et 1300 W.m⁻². Ces valeurs sous-estiment légèrement la constante solaire car, comme l'atmosphère n'est pas un gaz gris, la décroissance du flux avec l'épaisseur atmosphérique, pour les faibles valeurs de celle-ci, est plus forte que pour les épaisseurs atmosphériques plus élevées. Mais l'essentiel est que les résultats obtenus dépendent assez peu des hypothèses simplificatrices utilisées. Les résultats de Pouillet apparaissent donc comme robustes.

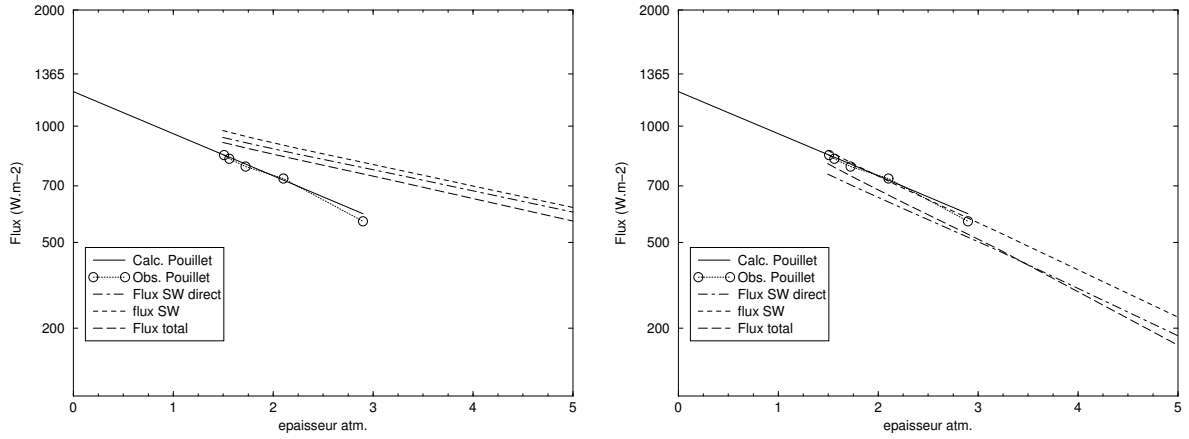


FIG. 6 – Flux reçu par le vase du pyréliomètre en fonction de l'épaisseur atmosphérique, observé par Pouillet, calculé par Pouillet avec la loi empirique ajustée, et calculé par un modèle radiatif en considérant uniquement le flux solaire (SW) direct, uniquement le flux solaire (direct+diffus), le flux radiatif total. A gauche, sans aérosols, à droite, avec des aérosols urbains d'épaisseur optique 0.2. L'albédo de surface est supposé nul.

Nous avons tracé Fig. 7 les observations et les lois empiriques ajustée par Pouillet pour l'ensemble des journées reportées dans le mémoire (Pouillet, 1838, p.5). On peut voir que certaines observations ont été clairement supprimées par Pouillet lors de l'ajustement des paramètres, mais que dans l'ensemble les observations sont suffisamment précises pour évaluer correctement la constante solaire.

Claude Pouillet ne mentionne pas dans son manuscrit la variation du flux solaire avec la distance Terre-Soleil. Ce flux varie de $\pm 6\%$ sur l'année, et n'était pas accessible à la mesure avec le dispositif utilisé.

1.2.3 Température du soleil.

« Considérons le centre du Soleil comme le centre d'une enceinte sphérique dont le rayon soit égal à la moyenne distance de la Terre au Soleil : il est évident que sur cette vaste enceinte, chaque centimètre carré reçoit en 1', de la part du Soleil, précisément autant de chaleur que le centimètre carré de la Terre, c'est-à-dire 1,7633 ; par conséquent, la quantité totale de chaleur qu'elle reçoit est égale à sa surface entière, exprimée en centimètres, et multipliée par 1,7633, ou à

$$1,7633.4\pi D^2.$$

Cette chaleur incidente n'est autre chose que la somme totale des quantités de chaleur émises dans toutes les directions par le globe entier du Soleil, c'est-à-dire par une surface

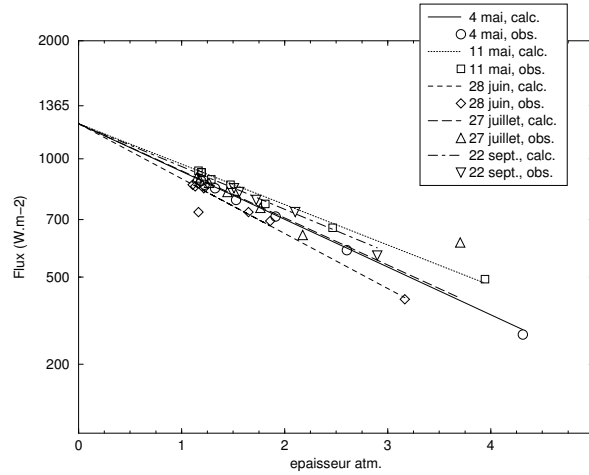


FIG. 7 – Valeur du flux reçu par le vase du pyréliomètre en fonction de l'épaisseur atmosphérique observée et lois empiriques ajustées correspondantes, pour l'ensemble des journées reportées dans le mémoire Pouillet.

$4\pi R^2$, R étant le rayon du Soleil. Ainsi, chaque centimètre carré émet pour sa part

$$1,7633 \cdot \frac{D^2}{R^2} \text{ ou } \frac{1,7633}{\sin^2 \omega};$$

ω étant le demi-angle visuel sous lequel la Terre voit le Soleil, c'est-à-dire $15' - 40''$; ce qui donne 84888 : ainsi chaque centimètre carré de la surface solaire émet en $1'$

84888 unités de chaleur.

»¹⁸

Le raisonnement de C. Pouillet est exact, et l'angle sous lequel la Terre voit le Soleil correspond aux valeurs mesurées aujourd'hui. La valeur du flux total émis par le soleil déterminée par Pouillet, qui est de $5,9 \cdot 10^7 \text{ W.m}^{-2}$, est ainsi du bon ordre de grandeur par rapport à celui estimé aujourd'hui.

«Nous examinerons [...] la question de savoir si la température du Soleil peut avoir quelque analogie avec les températures qu'il nous est donné de produire par les actions chimiques ou par les actions électriques. Nous verrons, dans l'article suivant, que la quantité totale de chaleur émise en $1'$ par un centimètre carré de surface est toujours exprimée par

$$1,146 \cdot f \cdot a^t,$$

f étant le pouvoir émissif de cette surface, t sa température, et a le nombre 1,0077 déterminé avec une grande exactitude, par MM. Dulong et Petit.

Nous avons trouvé, d'une autre part, que pour le Soleil cette quantité de chaleur est 84888. Donc

$$\text{pour } f = 1, t = 1461,$$

$$\text{pour } f = \frac{1}{10}, t = 1761.$$

Ainsi la température du Soleil dépend de la loi du rayonnement de la chaleur et du pouvoir émissif de la surface du Soleil ou de son atmosphère. [...] J'ai vérifié que la loi du rayonnement s'applique à des températures qui dépassent 1000° ; ces expériences me feront bientôt connaître si la loi dont il s'agit s'étend en effet à des températures de 1400

¹⁸(Pouillet, 1838) p.10

ou de 1500° ; mais il est permis déjà de regarder cette extension comme très probable. Quant au pouvoir émissif du Soleil, il est inconnu, mais l'on ne peut pas le supposer plus grand que l'unité. Il en résulte donc que la température du Soleil est au moins de 1461° , c'est-à-dire à peu près celle de la fusion du fer, et que cette température pourrait être de 1761° si le pouvoir émissif du Soleil était analogue à celui des métaux polis. Ces nombres ne s'écartent pas beaucoup de ceux que j'avais déterminés par d'autres principes et par d'autres moyens d'observation dans mon Mémoire de 1822. »¹⁹

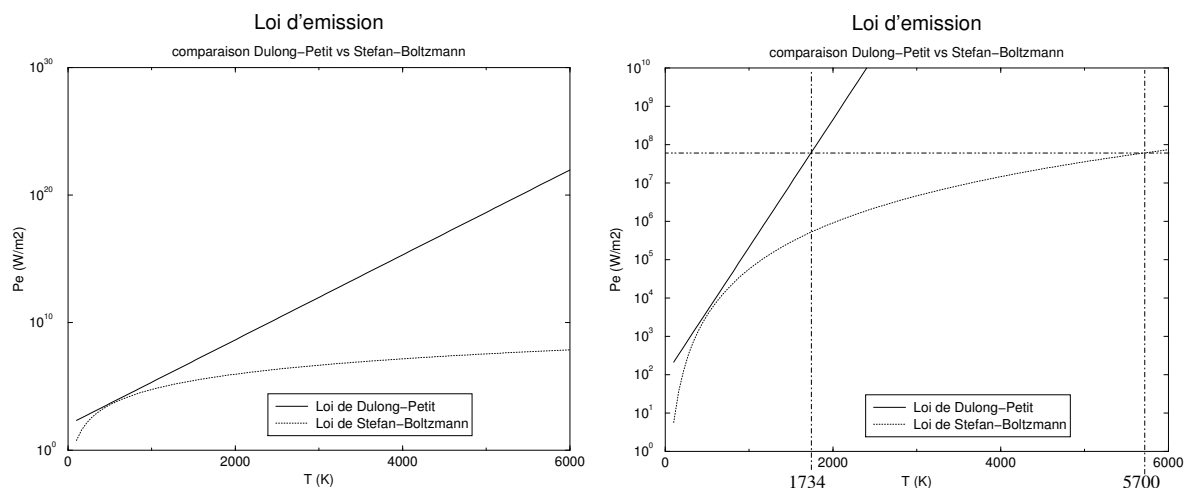


FIG. 8 – Évolution du flux émis par un corps noir selon la loi de Dulong-Petit (ligne continue) et par la loi de Stefan-Boltzmann (ligne pointillée), en fonction de la température, avec deux échelles verticales différentes. Sont également reportées sur la figure de droite les températures correspondant au flux émis par le Soleil estimé par Pouillet, selon la loi d'émission utilisée.

Le raisonnement de C. Pouillet est encore juste, mais la loi d'émission qu'il utilise, celle de Dulong et Petit, n'est pas valable pour la gamme de températures utilisée. Dans le texte de Pouillet, l'expression de cette loi est telle que le flux émis est en $\text{calorie} \cdot \text{min}^{-1} \cdot \text{cm}^{-2}$, et la température en $^\circ\text{C}$. Si au lieu d'utiliser cette loi on utilise la loi de Stefan-Boltzmann, on trouve que pour que le flux émis par le soleil soit de $5,9 \cdot 10^7 \text{W} \cdot \text{m}^{-2}$ ($84888 \text{ cal} \cdot \text{min}^{-1} \cdot \text{cm}^{-2}$), il faut que sa température soit de 5700K (cf. Fig. 8). Avec un flux émis par le soleil 10% plus élevé, c.-à-d. correspondant à l'estimation actuelle, on trouve une température de 5800K . Cette valeur est couramment admise aujourd'hui à partir de la dépendance spectrale du rayonnement solaire, et non plus de l'intensité du rayonnement émis. Ainsi, C. Pouillet sous-estime considérablement la température du soleil mais ce n'est pas à cause d'une erreur de raisonnement : c'est parce-que la loi d'émission du corps noir n'avait pas été encore correctement établie.

1.2.4 Transmissivité de l'atmosphère.

«Les expériences donnent pour A la valeur de

$$6^\circ, 72$$

et pour p les valeurs contenues dans le tableau suivant :

¹⁹(Pouillet, 1838, p.12-13)

Dates des séries	Valeurs de p	Valeurs de $1 - p$
28 juin	0,7244	0,2756
27 juillet	0,7585	0,2415
22 septembre	0,7780	0,2220
4 mai	0,7556	0,2444
11 mai	0,7888	0,2112
Solstice d'hiver	0,7488	0,2512

[...] Les valeurs précédentes de p indiquent les proportions de chaleur solaire qui ont été transmises dans les différents jours auxquels elles correspondent, et les valeurs de $1 - p$ indiquent, au contraire, les diverses proportions de chaleur solaire qui ont été absorbées aux mêmes époques. Ces valeurs, toutefois, correspondent à $\epsilon = 1$, c'est-à-dire qu'elles indiquent les proportions de chaleur solaire qui auraient été transmises et absorbées dans les lieux qui avaient le Soleil au zénith, en y supposant le même état atmosphérique qu'à Paris, au moment de l'expérience. Il en résulte que dans le trajet vertical, l'atmosphère absorbe au moins les $\frac{21}{100}$ de la chaleur incidente, et au plus les $\frac{27}{100}$; sans que le ciel cesse d'être serein.»²⁰

Ici Pouillet suppose que tout le rayonnement qui n'est pas transmis est absorbé, que le rayonnement est uniquement atténué par absorption, alors que l'on sait aujourd'hui qu'il existe également une atténuation par diffusion. Ces deux processus peuvent coexister et leur somme s'appelle l'extinction. Lorsque le ciel est clair il y a de la diffusion par les molécules de l'atmosphère (appelée diffusion Rayleigh, qui est à l'origine de la couleur bleue du ciel) à laquelle il faut ajouter la diffusion par des aérosols le cas échéant. Dans nos calculs, la part du rayonnement diffus représente 20 à 25% du rayonnement atténué par extinction lorsque le ciel est parfaitement clair, et de 25 à 30% lorsqu'il y a des aérosols dont l'épaisseur optique est 0.2. Ainsi Pouillet estime correctement l'extinction totale de l'atmosphère, mais attribue de façon incorrect 100% de cette extinction à de l'absorption, alors qu'elle n'en représente environ que 75%.

Pouillet effectue ensuite une intégration angulaire pour estimer la transparence moyenne de l'atmosphère sur la journée. «Au moyen de cette donnée et de la loi suivant laquelle diminue la chaleur transmise à mesure que l'obliquité augmente, on peut calculer la proportion de chaleur incidente qui arrive à chaque instant sur l'hémisphère éclairé de la Terre, et celle qui se trouve absorbée dans la moitié correspondante de l'atmosphère. Ce calcul dépend d'une intégrale de la forme

$$c \int \frac{p^\epsilon d\epsilon}{\epsilon^2},$$

qui ne peut pas être obtenue exactement; mais par diverses méthodes d'approximation, il est facile de reconnaître que pour $p = 0,75$ la proportion qui arrive au sol reste comprise entre 0,5 et 0,6, et par conséquent la proportion absorbée par l'atmosphère se trouve elle-même comprise entre 0,5 et 0,4; mais très voisine de 0,4.»²¹

Le rayonnement absorbé par l'atmosphère en ciel clair est estimé aujourd'hui à 64 W.m^{-2} (Kiehl and Trenberth, 1997), ce qui représente une fraction de 20% environ du rayonnement solaire incident (342 W.m^{-2}). Donc Pouillet surestime d'un facteur 2 environ le rayonnement absorbé par l'atmosphère, la moitié de cette surestimation provenant de la non prise en compte de la diffusion.

1.2.5 Conclusion.

Plus de 150 ans après leur publication, les travaux de C. Pouillet sur la détermination de la constante solaire apparaissent comme tout à fait remarquables. Ils le sont d'autant

²⁰(Pouillet, 1838) p.7-8

²¹(Pouillet, 1838) p.8

plus que les travaux suivants se sont éloignés de l'estimation actuelle et qu'il a fallu attendre le début du 20^e siècle pour s'en rapprocher de nouveau.

Pouillet a tout d'abord mis au point un pyromètre qui permet une mesure précise du flux solaire incident. Il ne mentionne pas explicitement le rôle du rayonnement infra-rouge thermique, mais nous avons montré que son rôle était faible de par le protocole expérimental utilisé. A partir des observations qu'il réalise, il établit expérimentalement une loi de dépendance du flux solaire incident en fonction de l'épaisseur optique. Cette loi correspond à l'hypothèse de gaz gris (l'absorption du rayonnement est indépendante de la longueur d'onde). A partir de la loi précédente, il évalue par extrapolation la valeur du flux solaire pour une épaisseur nulle de l'atmosphère. Cette valeur du flux solaire incident à l'extérieur de l'atmosphère terrestre est appelée constante solaire. La valeur obtenue est de 1228 W.m^{-2} : elle est seulement de 10% inférieure à l'estimation actuelle qui est de $1367 \pm 4 \text{ W.m}^{-2}$. Nous avons montré que la valeur du flux obtenu pour une valeur nulle de l'épaisseur atmosphérique ne correspondait pas à la constante solaire pour deux raisons principales : 1) le flux mesuré par le pyromètre est la somme du flux direct et diffus, et non pas seulement le flux direct 2) l'hypothèse de gaz gris n'est pas tout à fait valable, principalement à cause de la diffusion Rayleigh. A partir de la loi de dépendance du flux solaire incident en fonction de l'épaisseur optique, Pouillet déduit également l'absorption du rayonnement solaire par l'atmosphère. Cette valeur est sur-estimée, car Pouillet ne tient pas compte de la diffusion du rayonnement.

Enfin, à partir de la valeur du flux solaire incident et de la distance Terre-Soleil, Pouillet calcule la température d'émission du Soleil. La démarche était correcte, mais la valeur obtenue (1734K) est très inférieure à l'estimation actuelle (5800K), parce-que la loi d'émission du corps noir n'avait pas été correctement établie à l'époque.

1.3 Samuel Langley : la mesure du spectre dans l'infra-rouge



FIG. 9 – Samuel Pierpont Langley [1834-1906](crédit : Smithsonian Institution)

Samuel Pierpont Langley (1834-1906) fut un astrophysicien expérimentateur, américain, connu. Ses contributions scientifiques majeures portent sur le développement du bolomètre et sur son utilisation pour mesurer la distribution spectrale du rayonnement, notamment dans le domaine infra-rouge, proche et lointain. Les travaux de Langley ont principalement porté sur l'étude du soleil et de son influence sur le climat terrestre. Il a également observé le rayonnement infra-rouge émis par la lune ou par des objets à température ambiante ou peu élevée. Plusieurs articles lui sont consacrés et retracent

ou analysent différents aspects de ses travaux (par exemple Abbot, 1906; Barr, 1963; Loettgers, 2003).

Les mesures faites par Langley ont ensuite été utilisées par Arrhenius pour estimer les propriétés d'absorption de l'atmosphère terrestre dans l'infrarouge. C'est dans ce contexte que nous nous sommes intéressé aux travaux de Langley, notamment en ce qui concerne la détermination de la longueur d'onde.

1.3.1 Invention et mise au point du spectrobolomètre

Le dispositif expérimental est présenté en détail dans Langley and Abbot (1900, p.40-68). A l'entrée du montage (Fig. 10), un sidérostatis (a) permet de maintenir immobile une image du ciel par rapport à l'instrument. Le prisme (e) avait 6 cm de côté dans les premiers montages, puis 13 cm de côté et 19 cm de haut dans les montages suivants. L'intensité du rayonnement issu du prisme est mesurée par le bolomètre situé en (i). L'ensemble est de taille très impressionnante, et le bâtiment qui contient le montage a été construit spécialement pour l'abriter (Fig. 11).

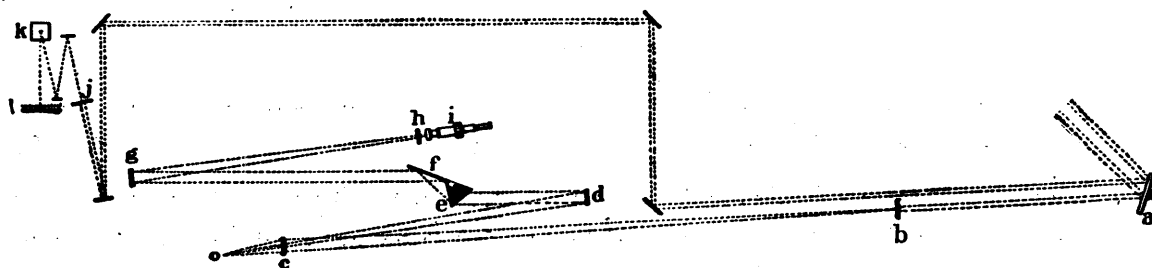


FIG. 8.—Diagram of optical arrangements of spectrobolometer, 1897 to 1899.

FIG. 10 – Diagramme du spectrobolomètre développé et utilisé par Langley (Langley and Abbot, 1900, p. 44).

Le bolomètre est un instrument que Langley n'a cessé de développer et d'améliorer. Il est constitué d'une fine plaque de métal exposée au rayonnement et protégée par une cavité. La mesure de la résistance électrique de cette plaque permet d'en déduire sa température, et ainsi l'intensité du rayonnement incident. Langley fait de cet appareil un instrument très sensible : il estime être capable de mesurer des variations de température de 10^{-5} à 10^{-6}°C (Barr, 1963; Loettgers, 2003). Cet instrument était très délicat à mettre au point et à utiliser, surtout à ses débuts.

Pour décomposer un faisceau lumineux à l'époque de Langley, on utilisait généralement des grilles de diffraction, ce qui fonctionnait bien pour les courtes longueurs d'onde mais posait des problèmes de recouvrement de spectre dans l'infrarouge. *«It has been known since the time of the first Herschel that heat rays existed below the range of vision, but of their wave-lengths nearly nothing has, till lately, been ascertained, partly for want of sufficiently delicate heat-recognizing apparatus, and still more from the fact that it is difficult to use the grating here, owing to the overlapping spectra, and to the consequent necessity we have till lately been under, of separating these rays only by the prism, which gives no measure of their wavelengths.»* (Langley, 1886, p.3). C'est ce qui conduit Langley à utiliser un prisme en sel gemme (rock salt en anglais), nom courant du minéral "halite" composé de chlorure de sodium (NaCl). On imagine aisément les difficultés pour tailler et polir des pièces d'optique dans ce matériau.

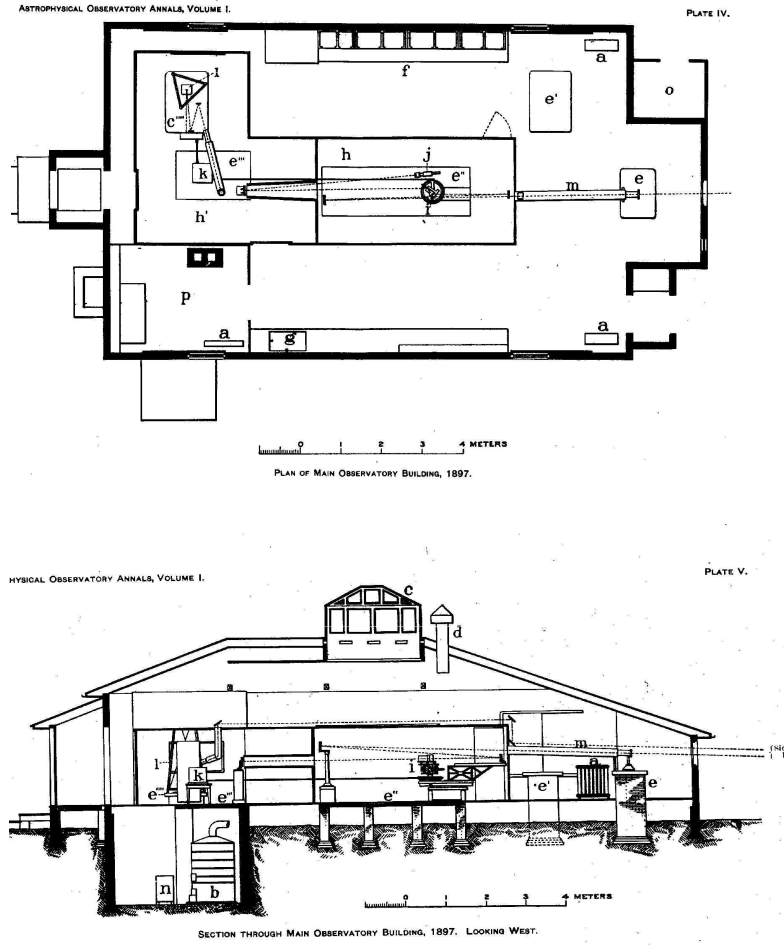


FIG. 11 – Plan du bâtiment du “Astrophysical Observatory of the Smithsonian Institution” dans lequel se trouve le dernier spectromètre utilisé par Langley (Langley and Abbot, 1900, Planches 4 et 5).

1.3.2 Détermination de la longueur d’onde

L’utilisation d’un prisme a cependant un inconvénient important : pour convertir les observations suivant différents angles en longueur d’onde, il faut connaître la dépendance de l’indice de réfraction en fonction de la longueur d’onde. En 1886, cette loi de variation pour le sel gemme avait été mesurée jusqu’à $2.3\mu\text{m}$. Pour les longueurs d’onde supérieur, Langley utilise une interpolation linéaire simple. C’est par exemple le cas pour le tracé de la figure 14, et c’est cette approximation qui sera ensuite également utilisée par Arrhenius. Cette approximation s’est rapidement révélée fausse et dans son ouvrage de 1900, Langley utilise la formule de Ketteler :

$$n^2 = a^2 + \frac{M_2}{\lambda^2 - \lambda_2^2} - \frac{M_1}{\lambda_1^2 - \lambda^2}. \quad (12)$$

Il ajuste les cinq paramètres de cette formule afin d’être au plus près des résultats expérimentaux qu’il a obtenu (Langley and Abbot, 1900, pp. 261-262) :

$$a^2 = 5.174714$$

$$\begin{aligned}
 M_1 &= 8949.520 \\
 M_2 &= 0.0183744 \\
 \lambda_1^2 &= 3145.695 \\
 \lambda_2^2 &= 0.015841
 \end{aligned}$$

Les variations d'indice que l'on obtient avec cette formule et ces paramètres permettent de bien reproduire celles mesurées aujourd'hui.

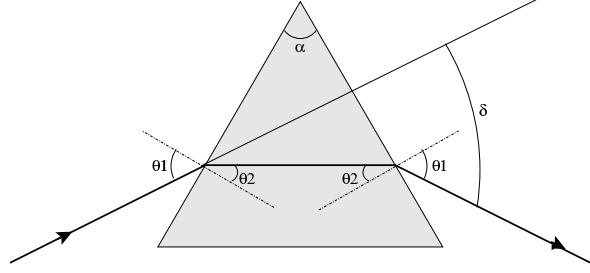


FIG. 12 – Trajectoire d'un faisceau dans un prisme.

Le montage utilisé pour le spectromètre est tel que l'angle de déviation du faisceau par le prisme est minimum (Langley and Abbot, 1900, p.66). Pour une telle configuration, l'angle d'incidence θ_1 est égale à l'angle de sortie (Fig. 12). Les propriétés de la géométrie nous permettent également d'obtenir les relations suivantes :

$$\theta_2 = \frac{\alpha}{2} \quad (13)$$

$$\theta_1 = \theta_2 + \frac{\delta}{2} = \frac{\alpha + \delta}{2} \quad (14)$$

Langley utilise un prisme dont la base est un triangle isocèle ($\alpha = 60^\circ$). En utilisant la loi de Descartes, en posant que l'indice de réfraction du milieu 2 est égale à n_2 et en supposant que celui du milieu 1 (l'air) vaut 1 on obtient :

$$n_2 = \frac{\sin \theta_1}{\sin \theta_2} = \frac{\sin \left(\frac{1}{2}(\alpha + \delta) \right)}{\sin \frac{\alpha}{2}} \quad (15)$$

On peut ainsi passer de l'angle de déviation mesuré par Langley à la longueur d'onde du rayonnement : l'Eq. 15 permet d'obtenir la valeur de l'indice de réfraction en fonction de l'angle de déviation, et en résolvant l'Eq. 12 on peut obtenir la valeur de la longueur d'onde en fonction de l'indice de réfraction. Sur la figure 13 nous avons représenté cette relation entre la longueur d'onde et l'angle de déviation pour des angles allant de 33° à 40° , angles pour lesquels Langley et Abbot ont mesuré l'intensité du rayonnement infrarouge.

1.3.3 Mesures spectrales dans le domaine infrarouge proche et lointain

Langley a exploré en détail le spectre solaire dans le proche infra-rouge et a identifié de très nombreuses bandes d'absorption qui y sont présentes (Langley and Abbot, 1900). Grâce à une expédition au Mont Whitney (4420 m) en 1881 (suivit d'autres au Mont Wilson), il découvre que le rayonnement solaire dans le proche infra-rouge est très fortement atténué par l'atmosphère avant d'atteindre le sol et que ce rayonnement est donc uniquement observable en altitude. Cette découverte le rend très lyrique : «... very few discoveries come with a surprise... they are usually the summation of the patient work of

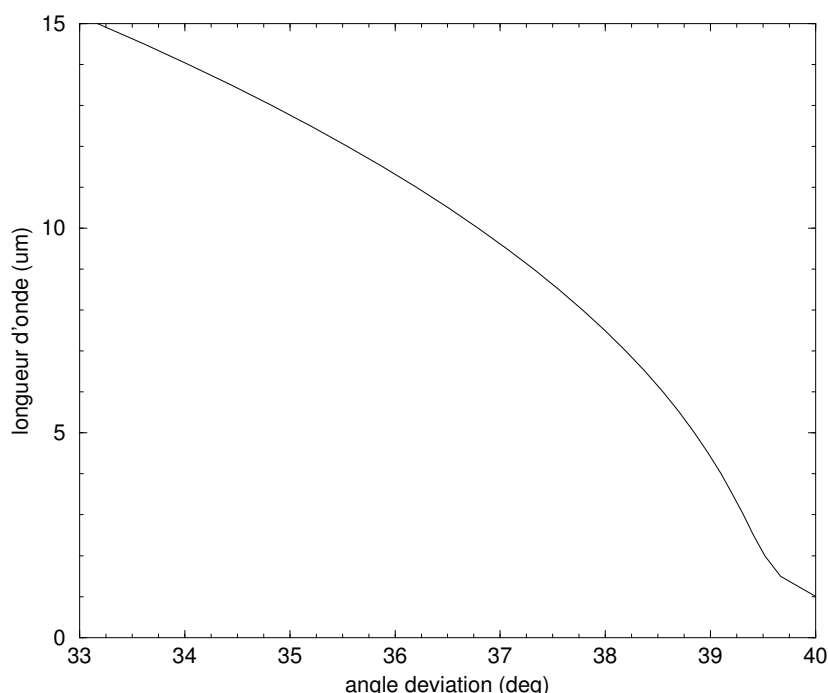


FIG. 13 – Longueur d'onde (μm) du rayonnement en fonction de l'angle de déviation ($^\circ$) à la sortie du prisme pour le dispositif expérimental de Langley.

years. In this case, almost the only one in this experience, he had the sensation of one who makes a discovery. He went down the spectrum, noting the evidence of invisible heat die out on the scale of the instrument until he came to the apparent end even of the invisible, beyond which the most prolonged researches of investigators up to that time had shown nothing. There he watched the indications grow fainter and fainter until they too ceased at the point where the French investigators believed they had found the very end of the end. By some happy thought he pushed the indications of this delicate instrument into the region still beyond. In the still air of this lofty region the sunbeams passed unimpeded by the mists of the lower earth, and the curve of heat, which had fallen to nothing, began to rise again. There was something there. For he found, suddenly and unexpectedly, a new spectrum of great extent, wholly unknown to science and whose presence was revealed by the new instrument, the bolometer.»²² Il en déduit à tort que la valeur de la constante solaire estimée par ces prédécesseurs est largement sous-évaluée et détermine une nouvelle valeur, égale à $3.07 \text{ calorie} \cdot \text{min}^{-1} \cdot \text{cm}^{-2}$ ($2140 \text{ W} \cdot \text{m}^{-2}$). Celle-ci est environ deux fois plus élevée que celle déterminée par Pouillet, et donc largement au-dessus de la valeur estimée aujourd'hui ($1367 \text{ W} \cdot \text{m}^{-2}$). Nous n'avons pas cherché les origines de cette sur-estimation, mais Barr (1963) l'attribue à un problème de méthode. «*His Mount Wilson studies on the value of the solar constant were unfortunately based upon one incorrect assumption, however, and consequently led him to estimate its value to be $3.07 \text{ calorie} \cdot \text{min}^{-1} \cdot \text{cm}^{-2}$ - a value more than 50 per cent too high. Still more unfortunately, Langley's well deserved reputation resulted in this erroneous value being accepted for more than 20 years*» (Barr, 1963, p.198)

A l'aide de son dispositif, Langley explore également le domaine infra-rouge plus lointain. Il peut ainsi mesurer directement, pour la première fois, le spectre d'émission d'un objet à température ambiante ou peu élevée (entre 0 et 500°C) «... we so habitually

²² cité par Barr (1963, p.197)

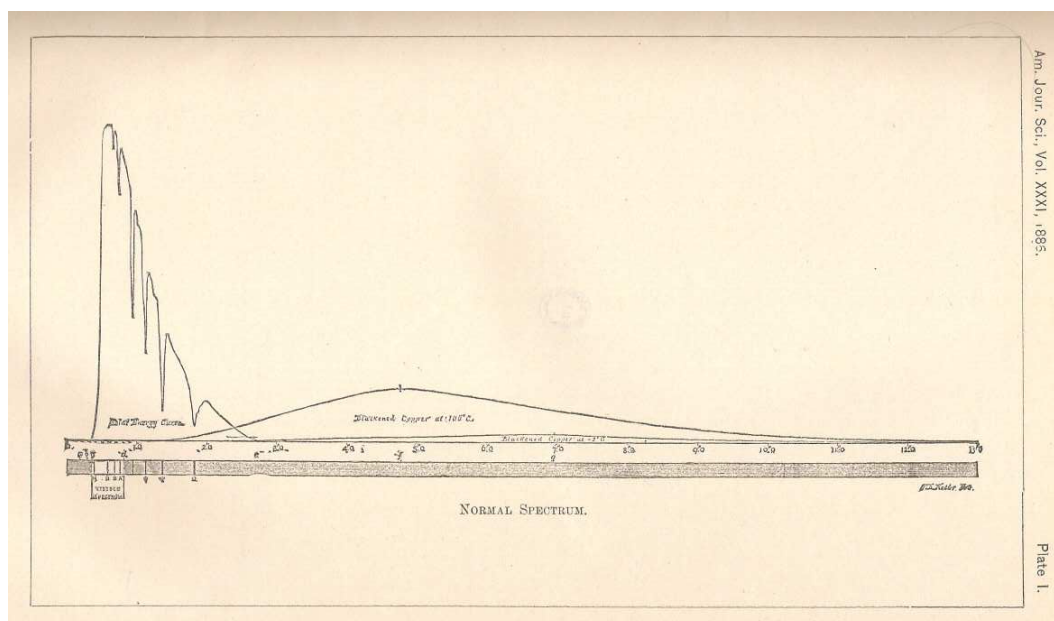


FIG. 14 – Spectre solaire (à gauche) et spectre d’émission d’un objet à une température de 100°C publié par Langley (1886). L’axe des abscisses est en μm , et va de 0 à 13 μm , par pas de 1. Le maximum du spectre solaire se situe vers 0.5 μm tandis que celui de l’objet à $T=100^\circ\text{C}$ se situe vers 5 μm .

associate the idea of a spectrum with that of light, that there is a certain strangeness, at first in the idea even, of a "spectrum" formed by a cold body like, for instance, ice. Yet the ice surface must not only be capable of radiating heat to a still colder body, but according to our present conceptions of radiant energy, be capable of giving a spectrum, whether we can recognize it or not. It is the object of the present paper to describe the actual formation of such spectra, and the recognition of their heat in approximate terms of wave-lengths.»(Langley, 1886, p.2). Il peut ainsi tracer sur une même figure le spectre d’émission d’un objet à température “ambiante” (100°C) et le spectre solaire Fig. 14. ²³

« In Plate I we have a necessarily condensed representation of the whole spectrum, visible and invisible, on the normal scale, the distances being proportional to the wavelengths observed. [...] The entire visible spectrum on the normal scale is, it will be seen, insignificant in comparison with that great infra-red region which is so important to us, and of which we know so very little. It has been known since the time of the first Herschel that heat rays existed below the range of vision, but of their wave-lengths nearly nothing has, till lately, been ascertained, partly for want of sufficiently delicate heat-recognizing apparatus, and still more from the fact that it is difficult to use the grating here, owing to the overlapping spectra, and to the consequent necessity we have till lately been under, of separating these rays only by the prism, which gives no measure of their wavelengths.»(Langley, 1886, p.3). Il met ainsi clairement en évidence que les spectres du rayonnement solaire et du rayonnement émis par la surface de la Terre couvrent deux domaines totalement disjoints. L’hypothèse du mécanisme de l’effet de serre faite par Fourier a ainsi une première confirmation expérimentale. «To the astronomer, because we find that the heat radiated from the soil is of an almost totally different quality from that which is received from the sun,

²³Le spectre du corps à 100°C est beaucoup trop décallé vers les courtes longueurs d’onde, pour une raison que nous n’avons pas creusée. C’est d’autant plus surprenant que le spectre pour une température de 178°C (Fig. 15) est assez correcte.

so that the important processes by which the high surface temperature of the planet are maintained, can now be investigated with, we may hope, fruitful results in connection with the researches here described.»(Langley, 1886, p.12)

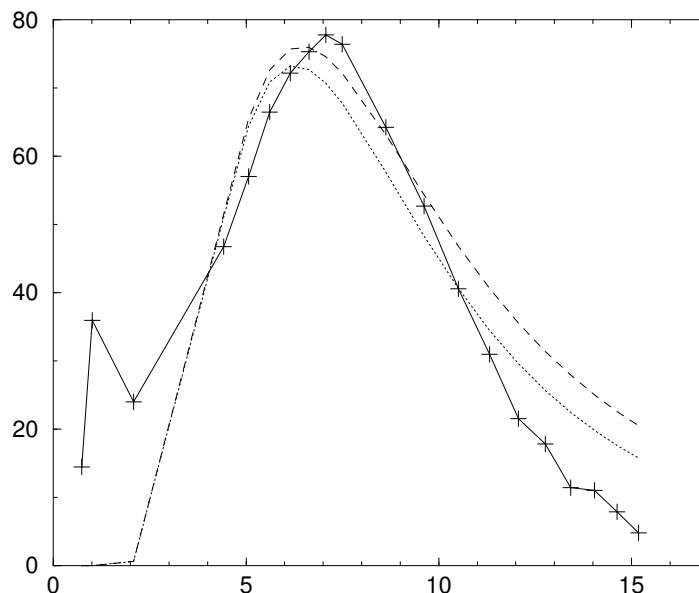


FIG. 15 – Variation de la luminance en fonction de la longueur d'onde (μm) pour un corps noir dont la température est 178°C , mesurée par Langley (trait continu avec croix), calculée avec la fonction de Planck (tirets) et en faisant la différence avec un corps noir à 0°C (pointillés).

Dans un article, Langley (1886, p.7) donne les valeurs numériques du signal mesuré par le bolomètre en fonction de l'angle de déviation pour une source de température 178°C , ce qui nous a permis de les comparer à la lois théorique de Planck (Fig. 15). Nous avons supposé que le signal délivré par le bolomètre est une densité de flux par unité d'angle dévié et l'avons converti en une densité par unité de longueur d'onde. Les valeurs obtenues par Langley sont tout à fait remarquables, et en particulier le maximum est bien placé. Les valeurs élevées dans le proche infra-rouge sont erronées et sont peut-être dues à des sources de lumière parasite. Les mesures vont jusqu'à $15\mu\text{m}$ et Langley identifie bien que le rayonnement émis va au delà, mais qu'il ne peut pas le mesurer. La décroissance de la luminance mesurée pour les grandes longueurs d'onde est trop forte. Une explication pourrait être une légère absorption du rayonnement par le prisme en sel gemme. Le signal mesuré avec le bolomètre n'est probablement pas directement proportionnel à la valeur absolue du flux, mais à la différence entre ce flux et celui émis par la pièce et l'ensemble du dispositif expérimental (c.-à-d. que le flux mesuré est nul lorsque le corps observé est à la même température que la pièce, que nous prenons égale à 0°C). Nous avons tracé sur la même figure la différence entre la luminance à 178°C avec celle à 0°C , et on voit que cela ne change pas qualitativement la comparaison avec les observations de Langley. Les résultats de la Fig. 15 nous permettent d'avoir une idée qualitative de la précision que l'on peut attendre des mesures faites par Langley.

Langley conclut son article de 1886 en résumant ses contributions :

- les domaines spectraux du rayonnement solaire et de celui émis par des objets à température ambiante sont disjoints.
- une augmentation de température entraîne une augmentation de la luminance à toutes les longueurs d'onde, mais l'accroissement est plus important pour les longueurs d'onde les plus petites. Ainsi les longueurs d'onde pour lesquelles l'émission

est maximale diminue lorsque la température augmente.

1.3.4 Estimation de la température de la Lune

Langley mesure également le rayonnement infra-rouge émis par la lune, mesures ensuite utilisées par Arrhenius pour ses calculs de l'effet de serre terrestre (Arrhenius, 1896). Ces mesures sont extrêmement délicates à réaliser et ne sont pas suffisamment précises pour que Langley puisse vraiment les exploiter. *«Researches of the most extreme difficulty were carried on by Mr. Langley and Mr. Very from 1883 to 1888, at Allegheny, to determine the probable temperature of the Moon. These involved the study of the Moon's spectrum by the bolometer -a task which I venture to think few have the hardihood to repeat even now. For the temperature of the Moon is so low that its own proper spectrum differs little from that of the walls of the room, and all the other terrestrial surroundings, and its rays suffer the most variable and perplexing absorption from all the vapors of our atmosphere, including not only water and carbonic acid, but all the products of combustion of coal which pollute more and more the atmosphere over our cities. Mr. Langley has told the writer that none of his other researches cost him so much trouble with so little measure of satisfaction as this on the lunar temperature. He concluded finally that the Moon's temperature is a little above 0° Centigrade, but Mr. Very has more recently again worked over the material and has reached a result somewhat higher.»*(Abbot, 1906, p.277). Ces difficultés sont très rapidement résumées par Barr (1963, p.196) *«his studies of radiation of the moon - his most unprofitable investigation»*. La Lune n'ayant pas d'atmosphère, sa température de surface varie très fortement entre "le jour" (la partie éclairée) et "la nuit" (la partie non éclairée) : de 100 à 380 K. La température moyenne de la face visible de la Lune varie donc très fortement en fonction de la phase de la lune.

1.4 Svante Arrhenius : le calcul de l'effet de serre



FIG. 16 – Svante Arrhenius [1859-1927]

Arrhenius est connu comme étant le premier scientifique à avoir quantifié un changement de la température de surface de la Terre dû à une variation de la concentration de CO_2 dans l'atmosphère. Il a calculé qu'un doublement de la concentration de CO_2 entraînerait un accroissement de température d'environ 5°C (Arrhenius, 1896). Cette valeur est toujours d'actualité, la fourchette des estimations étant aujourd'hui de $2,5$ à $4,5^\circ\text{C}$. La question que nous nous sommes posée est de savoir si le travail réalisé par S. Arrhenius étaient toujours valide au regard des connaissances actuelles, ce qu'affirment Ramanathan

and Vogelmann (1997), et si on pouvait donc utiliser le travail d'Arrhenius pour concevoir un modèle théorique simple de l'effet de serre. Nous sommes arrivés à la conclusion contraire, principalement pour les raisons suivantes :

- les données d'absorption de l'atmosphère utilisées par Arrhenius ne contiennent pas la bande à $15\text{ }\mu\text{m}$, principale bande d'absorption du CO_2
- si l'absorption de l'atmosphère est relativement bien déterminée par Arrhenius, la séparation en la contribution du CO_2 et de H_2O est très imparfaite, et l'absorption par le CO_2 est notamment très surestimée
- le modèle utilisé (le modèle d'effet de serre à une couche) donne un accroissement de température quasi nul pour un doublement de CO_2 si on utilise des valeurs d'absorption du CO_2 réalistes. Ce modèle est fondamentalement inadapté à l'estimation de l'accroissement de la température en réponse à une augmentation de CO_2

Ces raisons sont justifiées ci-dessous. L'article d'Arrhenius n'en demeure pas moins captivant par son approche globale, par les très nombreuses questions qu'il a dû aborder pour résoudre le problème et par la pertinence toujours actuelle de plusieurs méthodes ou techniques qu'il a développées. Cet article est cependant très difficile à lire si on veut essayer de suivre et comprendre dans les détails le travail réalisé.

Arrhenius situe son travail sur l'effet de serre dans le prolongement de ceux de Fourier (1824), Pouillet (1838), Tyndall (1864) et Langley and Very (1887). Fourier a posé les principes du calcul de la température de surface de la Terre, Pouillet a déterminé la constante solaire et l'absorption de ce rayonnement par l'atmosphère. John Tyndall a montré le rôle clef de H_2O et CO_2 dans l'absorption du rayonnement IR par l'atmosphère et Langley et Very ont fait les observations qu'Arrhenius a utilisé pour déterminer les propriétés de l'atmosphère dans l'infrarouge. Pour le cycle du carbone et les possibles variations du CO_2 dans le passé, Arrhenius cite longuement les travaux de Hoggins (1894) (Arrhenius, 1896, p.269-273). On peut trouver une présentation complète du contexte du travail d'Arrhenius dans l'article de Crawford (1997). Dans le travail présenté ici, nous nous focalisons sur l'analyse détaillée des parties de l'article d'Arrhenius (1896) qui ont permis de calculer la réponse en température à une variation de la concentration en CO_2 .

1.4.1 Le spectre d'absorption de l'atmosphère terrestre

«The selective absorption of the atmosphere is, according to the researches of Tyndall, Lecher and Pernter, Röntgen, Heine, Langley, Angström, Paschen, and others, of a wholly different kind. It is not exerted by the chief mass of the air, but in a high degree by aqueous vapour and carbonic acid, which are present in the air in small quantities. Further, this absorption is not continuous over the whole spectrum, but nearly insensible in the light part of it, and chiefly limited to the long-waved part, where it manifests itself in very well-defined absorption-bands, which fall off rapidly on both sides. The influence of this absorption is comparatively small on the heat from the sun, but must be of great importance in the transmission of rays from the earth. Tyndall held the opinion that the water-vapour has the greatest influence, whilst other authors, for instance Lecher and Pernter, are inclined to think that the carbonic acid plays the more important part. The researches of Paschen show that these gases are both very effective, so that probably sometimes the one, sometimes the other, may have the greater effect according to the circumstances.»²⁴*

Si à l'époque d'Arrhenius il existe plusieurs mesures d'absorption de CO_2 et H_2O dans le domaine visible et proche IR, aucune mesure n'est disponible pour les longueurs supérieures à $8\text{ }\mu\text{m}$ environ. Arrhenius est conscient de la nécessité de telles mesures et va utiliser les observations réalisées par Langley et ses collègues. Pour différentes longueurs d'onde, Langley and Very (1887) mesurent l'intensité du rayonnement provenant de la lune ainsi que celle du rayonnement venant d'une direction proche mais sans que la lune

²⁴(Arrhenius, 1896, p.239)

soit dans le champs de visée. La différence entre ces deux mesures permet de connaître l'intensité du rayonnement émis par la lune qui atteint la surface terrestre. Par exemple si la transmissivité de l'atmosphère est nulle, la différence entre ces deux intensités est nulle. Ces mesures sont faites pour différentes hauteurs de la lune au-dessus de l'horizon, donc pour des épaisseurs atmosphériques différentes. Elles sont également réalisées pour des journées différentes, des périodes de l'année différentes, et des conditions de température et d'humidité différentes.

Un objectif essentiel d'Arrhenius est de séparer l'absorption du CO₂ de celle de H₂O. Arrhenius n'a pas accès à la valeur intégrée de la vapeur d'eau sur la verticale. Comme indicateur de cette dernière grandeur, il prend l'humidité en surface, ce qui revient à supposer que tous les profils verticaux d'humidité sont identiques, à un facteur d'échelle près. Pour chaque angle de déviation, (c.-à-d. pour chaque longueur d'onde), il faut déterminer trois grandeurs : l'intensité du rayonnement émis par la lune, son absorption par la vapeur d'eau et celle par le CO₂. Pour cela il va étudier comment l'intensité du rayonnement émis par la lune et atteignant la surface terrestre varie en fonction de l'épaisseur atmosphérique traversée et de l'humidité de l'air près de la surface.

«If we tabulate the 24 series of observations published by Langley in the work cited with respect to the quantities of carbonic acid and aqueous vapour, we immediately detect that his figures run very irregularly, so that very many exceptions are found to the rule that the transmitted heat should continuously decrease when both these quantities increase.»²⁵ Arrhenius n'arrive pas à identifier les raisons de ces écarts et va normaliser chaque série de mesures de sorte que la transmissivité décroisse quand les quantités d'absorbant augmentent. Ces coefficients vont de 1 à 2,31 (c.-à-d. des corrections de 0 à plus de 100%), mais Arrhenius pense que cela ne gênera pas ses calculs. «In order to reduce the figures of Langley to comparability with one another, I have applied the reduction factors tabulated above to the observations made in the respective periods. I have convinced myself that by this mode of working no systematic error is introduced into the following calculations.»²⁶

Arrhenius suppose que la transmission de l'atmosphère est le produit de la transmissivité due à la seule présence de CO₂ et de celle due à la seule présence de vapeur d'eau (Eq. 16). Cette approximation est correcte si les spectres d'absorption ne sont pas statistiquement corrélés, ce qui est à peu près le cas. La transmission due à chacun de ces gaz dépend de la quantité de gaz absorbant traversée par le rayonnement, encore appelée quantité intégrée. Pour le CO₂ dont la concentration est homogène sur la verticale, la quantité intégrée, notée K , est proportionnelle à la concentration de CO₂ et à l'épaisseur d'atmosphère traversée. Arrhenius prend la valeur $K = 1$ et lorsque la lune est au zénith. Le profil vertical de la concentration en H₂O varie d'un jour à l'autre. Arrhenius fait l'hypothèse simplificatrice que la forme de ce profil ne change pas et que la quantité intégrée W de la vapeur d'eau est proportionnelle à l'humidité près de la surface. Il prend la valeur $W = 1$ pour une humidité près du sol de 10g/kg lorsque la lune est au zénith.

Dans le tableau II p. 244, Arrhenius donne les valeurs des " Absorption-Coefficients of Carbonic Acid (x) and Aqueous Vapour (y)" pour différents angles de déviations θ , et donc pour différentes longueurs d'onde. Ces valeurs correspondent en fait à des coefficients de *transmission* (et non d'absorption), avec une transmissivité totale de l'atmosphère qui s'écrit :

$$T(W, K, \theta) = 10^{K \log x(\theta)} \cdot 10^{W \log y(\theta)} \quad (16)$$

La forme de cette équation est différente de ce que nous écrivons aujourd'hui, mais il existe des liens formels. Tout d'abord, pour une atmosphère dont la concentration en CO₂ et H₂O est telle que $K = 1$ et $W = 1$, on a $T(1, 1, \theta) = x(\theta) \cdot y(\theta)$. La transmissivité de l'atmosphère est égale au produit des transmissivités individuelles du CO₂ et de H₂O, ce qui est une hypothèse classique et exacte lorsque les spectres d'absorption des deux

²⁵(Arrhenius, 1896, p.240)

²⁶(Arrhenius, 1896, p.241)

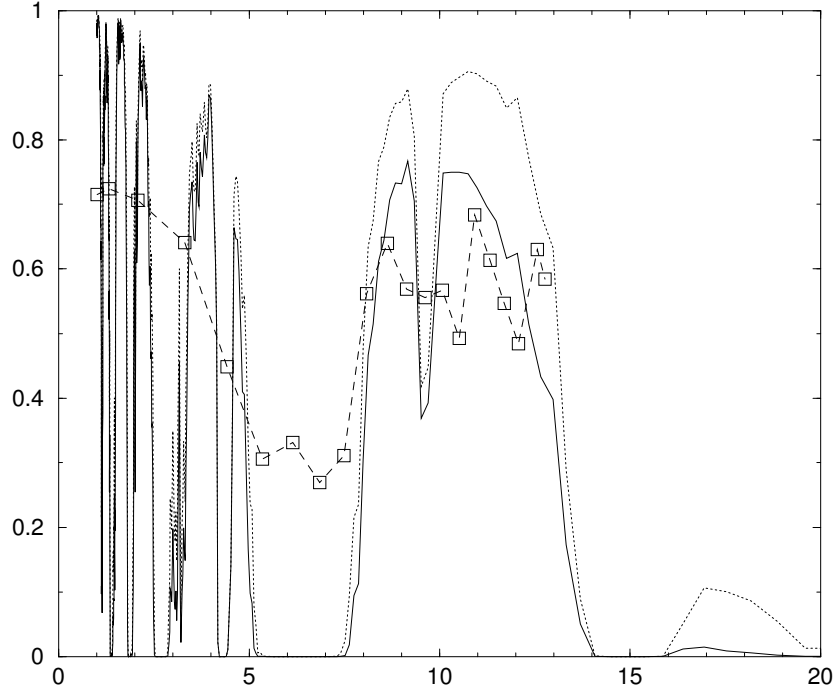


FIG. 17 – Transmissivité directionnelle de l’atmosphère en fonction de la longueur d’onde (en μm) dans les conditions atmosphériques standards définies par Arrhenius, obtenue par Arrhenius (carrés, traits avec tirets) et calculée avec un modèle radiatif actuel pour une humidité en surface de 1.4 g/kg (trait continu) et de 0.7 g/kg (trait pointillé).

constituants sont statistiquement indépendants. L’équation 16 peut se mettre sous la forme suivante :

$$T(W, K, \theta) = x(\theta)^K \cdot y(\theta)^W \quad (17)$$

et on retrouve une expression de la transmissivité de la même forme que celle utilisée par Pouillet (Eq. 8), et que nous écrivons aujourd’hui sous forme exponentielle (Eq. 9).

Ce tableau II p. 244 contient également des valeurs pour une variable A dont la définition qu’Arrhenius en donne peut être trompeuse : “Below A is written the relative value of the intensity of radiation for a given kind of ray in the moonlight after it has traversed $K=1$ and $W=0.3$.” En fait cette “relative value” n’est pas relative mais correspond à l’intensité du rayonnement émis par la lune et mesurée à la surface pour des conditions atmosphériques $K=1$ et $W=0.3$, et pour un angle de déviation θ donné. En prenant $K = 0$ et $W = 0$, on obtient l’intensité du rayonnement émis par la lune avant sa traversée de l’atmosphère, pour un angle de déviation θ donné. En prenant les différentes valeurs de K et W du tableau I, on obtient bien les valeurs calculées de l’intensité données dans ce tableau I.

$$i_{calc}(W, K, \theta) = A(\theta) \frac{10^{K \log x(\theta)} \cdot 10^{W \log y(\theta)}}{10^{K_r \log x(\theta)} \cdot 10^{W_r \log y(\theta)}} \quad (18)$$

avec $K_r=1$ et $W_r=0.3$.

Arrhenius compare ses résultats à ceux déjà publiés. Mais ceux-ci se limitent essentiellement au proche infrarouge, seules quelques mesures allant jusqu’à $8\mu\text{m}$. Pour la région allant de 5 à $8\mu\text{m}$, Arrhenius trouve des bandes d’absorption qu’il attribue au CO_2 . Il note que Paschen avait également trouvé ces bandes, mais pas Angström. Il émet l’hypothèse que l’absorption qu’il attribue au CO_2 dans la région 5 - $8\mu\text{m}$ peut correspondre en

réalité à de l'absorption par de la vapeur d'eau (on sait aujourd'hui que la vapeur d'eau est effectivement très absorbante dans cette région spectrale, cf. Fig. 19), mais il en minimise les conséquences. «Possibly the calculated absorption of the carbonic acid may have come out too great, and that of the water-vapour too small in this part (between $38^{\circ}.30$ and $38^{\circ}.0$). This can happen the more easily, as in Table I. K and W in general increase together because they are both proportional to the "air-mass." It may be pointed out that this also occurs in the problems that are treated below, so that the error from this cause is not of so great importance as one might think at the first view.»²⁷

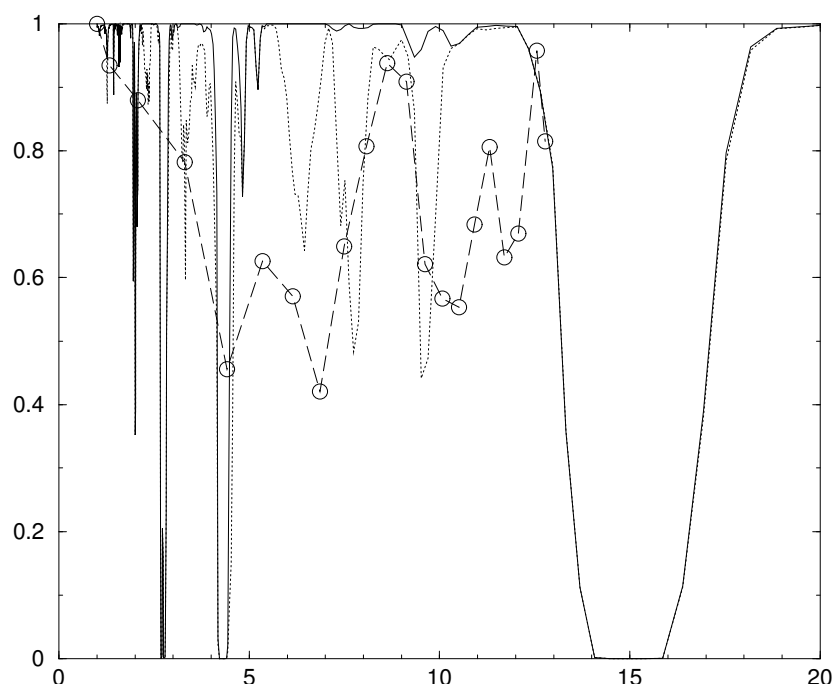


FIG. 18 – idem Fig. 17 mais avec les valeurs obtenues par Arrhenius (rond, traits avec tirets) en supposant que CO_2 est le seul absorbant dans l'atmosphère (pas de vapeur d'eau), et obtenues aujourd'hui en supposant que CO_2 est le seul absorbant (trait continu) ou en prenant tous les gaz absorbants autres que H_2O (trait pointillé)

Nous avons comparé les valeurs obtenues par Arrhenius avec celles connues aujourd'hui. Pour cela, nous avons calculé la transmissivité "directionnelle" de l'atmosphère (la transmissivité dans une direction donnée) à l'aide du code de transfert radiatif SBDART (Ricchiazzi et al., 1998). Pour le profil vertical de l'atmosphère, nous utilisons le profil standard "MLS" (Midd Latitude Summer), pour lequel l'humidité près de la surface est de 14 g/kg, et la quantité intégrée de vapeur d'eau 30 kg.m^{-2} . Afin d'encadrer la valeur de 10 g/kg utilisée comme valeur "standard" par Arrhenius, nous avons également utilisé ce profil mais en réduisant de moitié la quantité intégrée de vapeur d'eau (l'humidité en surface est alors de 7 g/kg).

Nous avons tracé figure 17 la transmissivité l'atmosphère en fonction de la longueur d'onde que l'on obtient avec les données d'Arrhenius pour des conditions standards ($K=1$ et $W=1$) et calculé par le modèle SBDART. On peut remarquer que le spectre de transmission de l'atmosphère mesuré par Arrhenius donne bien les grandes lignes de ce que l'on sait aujourd'hui : une transmissivité assez élevée dans le proche infra-rouge, qui diminue (mais pas assez) autour de $6.5 \mu\text{m}$ à cause de la vapeur d'eau, puis augmente dans

²⁷(Arrhenius, 1896, p.248)

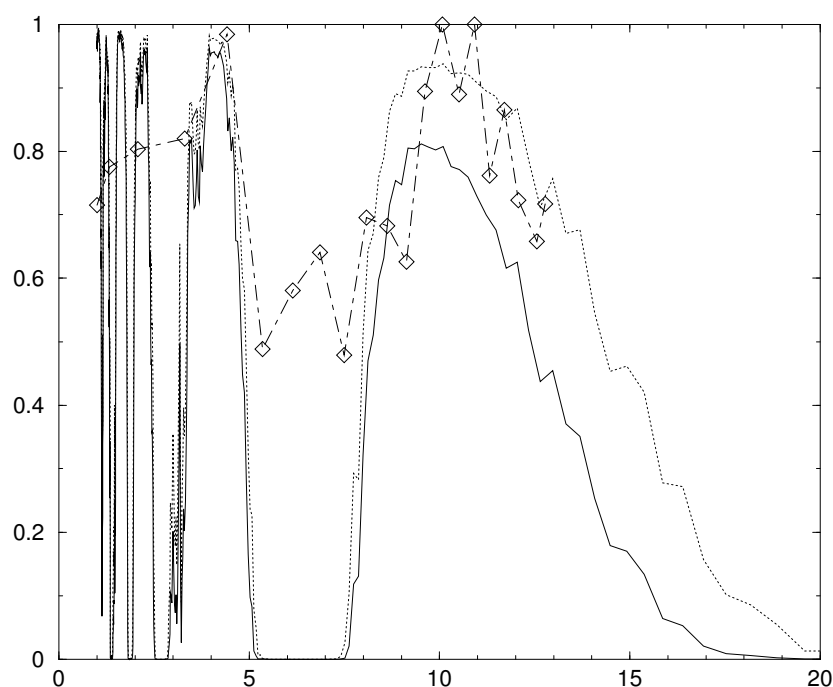


FIG. 19 – idem Fig. 17 mais en supposant que H_2O est le seul absorbant dans l'atmosphère, obtenues par Arrhenius (losange, traits avec tirets) et obtenues aujourd'hui avec une humidité en surface de 1.4 g/kg (trait continu) et de 0.7 g/kg (trait pointillé).

la fenêtre de transparence de l'atmosphère (8-13 μm).

Un premier problème majeur des données d'Arrhenius est la très mauvaise séparation entre l'absorption due au CO_2 et celle due à H_2O . Nous avons tracé la transmissivité de l'atmosphère si le seul gaz absorbant était le CO_2 (Fig. 18) ou la vapeur d'eau (Fig. 19), en utilisant les données d'Arrhenius d'une part, les estimations actuelles d'autres part. On peut remarquer que l'absorption par la bande de la valeur d'eau à 6.7 μm est très sous-estimée par Arrhenius, et qu'elle est de plus partiellement attribuée au CO_2 . Entre 5 et 13 μm , Arrhenius obtient une absorption de 30% en moyenne pour le CO_2 alors qu'il est très peu absorbant (Fig. 18). D'autres gaz tels que l'ozone, le méthane..., sont absorbants dans cette plage spectrale, mais pas autant que ce qui a été mesuré par Arrhenius.

Mais un problème encore plus fondamental est que les mesures d'Arrhenius ne couvrent pas la bande d'absorption du CO_2 à 15 μm , inconnue à l'époque. Cette bande est essentielle pour estimer la contribution du CO_2 à l'effet de serre sur Terre. Ce problème a probablement été sous-estimé pendant longtemps et n'est pas du tout mentionné dans l'article de Ramanathan and Vogelmann (1997). Nous avons vu paragraphe 1.3.2 que pour convertir les observations en fonction de l'angle de déviation mesurées par Langley en valeurs en fonction de la longueur d'onde, il faut connaître la dépendance de l'indice de réfraction en fonction de la longueur d'onde. Dans ses premiers travaux Langley ne disposait pas de mesure au delà de 2.3 μm et nous avons vu que Langley utilisait une simple interpolation linéaire des valeurs de cet indice pour les longueurs d'onde supérieures (cf. paragraphe 1.3.2). «*Beyond this point we have continued the curve both by computation and by graphical extrapolation. [...] If we assume then the prolongation of the curve to agree with this tangent, we evidently assume a minimum value for all the wave-lengths measure measured by it, and that is what we have done.*»²⁸ En utilisant les mesures d'indice actuelles, on

²⁸(Langley, 1886, p. 11)

montre que cette interpolation entraîne une surestimation des longueurs d'onde pour les faibles déviations du faisceau et que les mesures utilisées par Arrhenius ne couvrent pas la bande d'absorption du CO_2 à $15\mu\text{m}$ (cf. Fig. 17 à 19). Elles n'incluent que la bande d'absorption du CO_2 à $4.7\mu\text{m}$, qui ne joue qu'un rôle très marginal dans l'effet de serre. Dans des écrits suivants, Langley regrettait que cette extrapolation ait été utilisée de façon trop imprudente. «*The writer has regretted that some physicists, despite the carefully guarded language in which the probable wave-length of certain points in the extreme infra-red was surmised by him, have thought him to attach such weight to a straight line extrapolation as to have published tables (giving the index of refraction so calculated) headed "Langley Extrapolation", and even have censured him for believing the curve to proceed in a straight line beyond $5\mu\text{m}$, whereas he distinctly stated that the curve appeared still slightly convex to the axis, and used a tangent in his approximations only to obtain a minimum value of the wavelength*» (Langley and Abbot, 1900, note 2, p. 255).

Ainsi l'absorption du CO_2 estimée par Arrhenius est un pur artefact de sa méthode et ne correspond en aucun point aux propriétés d'absorption connues aujourd'hui.

1.4.2 L'absorption moyenne de l'atmosphère : intégration fréquentielle et angulaire

Arrhenius identifie ensuite que pour pouvoir calculer les échanges d'énergie entre la surface, l'atmosphère et l'espace il faut :

1. faire une intégration spectrale des échanges par rayonnement infrarouge
2. faire une intégration angulaire de ces échanges
3. quantifier l'absorption du rayonnement solaire par l'atmosphère

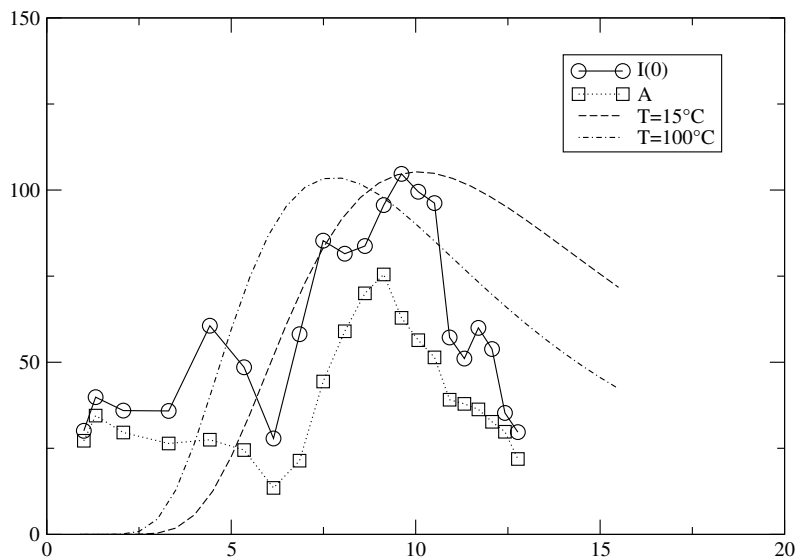


FIG. 20 – Variation de la luminance émise par la Lune et mesurée à la surface de la Terre en fonction de la longueur d'onde (μm). $\square$: pour une atmosphère de référence ($K=1, w=1$). $\bigcirc$: pour une atmosphère parfaitement transparente. Sont également tracées les luminances normalisées d'un corps noir à 15°C et à 100°C .

Intégration spectrale. Nous avons vu précédemment que Langley mesurait la différence I entre le rayonnement reçu au sol lorsque l'on vise la Lune et celui reçu lorsque l'on vise une direction proche mais sans que la lune soit dans le champs de visée. Le rayonnement émis par la Lune et que recevrait la surface de la Terre si son atmosphère était parfaitement transparente est d'après l'Eq. 18, pour un angle de déviation du prisme θ :

$$I(0, 0, \theta) = A(\theta) \frac{1}{10^{K_r \log x(\theta)} \cdot 10^{W_r \log y(\theta)}} \quad (19)$$

avec $K_r=1$ et $W_r=0.3$. Le spectre du rayonnement de référence et de celui de la Lune sont tracés sur la Fig. 20, ainsi que le spectre du corps noir pour deux températures (15°C et 100°C). On peut remarquer que la qualité du spectre de la Lune (Fig. 20) est beaucoup moins bonne que celle du spectre d'un corps situé dans la salle du bolomètre (Fig. 15). La reconstitution du spectre du rayonnement émis par la Lune hérite notamment des erreurs sur la détermination de la transmissivité spectrale de l'atmosphère terrestre. Ce spectre lunaire n'est pas montré ni calculé par Arrhenius dans son article.

Pour une quantité de vapeur d'eau W et de CO₂ K , le flux I que mesurerait le bolomètre pour un angle de déviation du prisme θ s'écrit :

$$I(W, K, \theta) = I(0, 0, \theta) \cdot 10^{K \log x(\theta)} \cdot 10^{W \log y(\theta)} \quad (20)$$

Ainsi pour calculer la transmissivité $\mathcal{T}$ de l'atmosphère moyennée sur tout le spectre pour le rayonnement infra-rouge émis par la lune, il suffit de faire le rapport entre l'intégrale du flux reçu et celle du flux qui serait reçu si l'atmosphère était parfaitement transparente :

$$\mathcal{T}(W, K) = \frac{\int I(W, K, \theta) d\theta}{\int I(0, 0, \theta) d\theta} \quad (21)$$

Nous avons refait ces calculs et les valeurs obtenues sont présentées dans la partie haute du tableau 1. Pour que ce calcul de transmissivité soit valable pour le rayonnement infra-rouge émis par la Terre, il faudrait que celle-ci ait la même température de surface que la Lune. Or la température de surface moyenne de la Terre est 15°C, et Arrhenius cite les derniers travaux de Langley qui estime la température de surface de la Lune, lorsqu'elle est pleine, à 100°C. Arrhenius prend en compte le décalage entre ces deux spectres et obtient des transmissivités environ deux fois plus faibles que celle que nous obtenons (partie basse du tableau 1). On peut montrer que ce décalage spectrale ne peut expliquer une telle différence, mais Arrhenius ne détaille pas suffisamment son calcul pour que nous puissions en comprendre l'origine.²⁹

De façon étonnante, les valeurs obtenues par Arrhenius pour une atmosphère standard ($W=1$, $K=1$) sont assez proches de celles que l'on peut obtenir aujourd'hui. Pour être cohérents avec les résultats d'Arrhenius, nous avons remplacé dans le modèles SB-DART le rayonnement solaire par celui d'un corps à 15°C. En annulant le rayonnement infra-rouge émis par l'atmosphère elle-même, on peut en déduire l'absorptivité moyenne de l'atmosphère. Pour la valeur de référence de CO₂ ($K = 1$, 300 ppmv), SBDART nous donne une valeur de l'absorption qui augmente avec la quantité de vapeur d'eau, l'absorption étant quasi totale pour $W > 6$ (c.-à-d. 60 g/kg). Les valeurs obtenues par Arrhenius montrent bien cet effet, avec des valeurs un peu trop faibles de l'absorption et de la dépendance en fonction de H₂O (Fig. 21, gauche). Ces résultats sont néanmoins tout à fait remarquables, et qualitativement corrects.

Par contre la variation de l'absorptivité de l'atmosphère en fonction de la concentration en CO₂ est beaucoup trop forte. Pour des faibles quantités de vapeur d'eau ($W=0.3$, c.-à-d. 3g/kg), Arrhenius obtient une absorption qui varie de 0.63 pour la valeur de CO₂ de

²⁹ «With the help of Langley's figures it is, however, easy to reduce the intensities for the hot body at 100° C (the moon) to be valid for a body at 15° (the earth) (Arrhenius, 1896, p.249).»

K	W								
	0.3	0.5	1.0	1.5	2.0	3.0	4.0	6.0	10.0
1.0	64.7	61.1	53.3	46.9	41.7	33.7	28.1	21.1	14.8
1.2	60.7	57.3	49.9	43.8	38.8	31.3	26.0	19.4	13.4
1.5	55.4	52.2	45.3	39.7	35.1	28.1	23.2	17.0	11.5
2.0	48.0	45.1	39.0	34.0	29.9	23.7	19.3	13.9	9.1
2.5	42.0	39.5	34.0	29.5	25.8	20.2	16.3	11.4	7.2
3.0	37.2	34.9	30.0	25.9	22.6	17.5	13.9	9.5	5.8
4.0	30.0	28.1	24.0	20.6	17.8	13.5	10.5	6.8	3.8

K	W								
	0.3	0.5	1.0	1.5	2.0	3.0	4.0	6.0	10.0
1.0	37.2	35.0	30.7	26.9	23.9	19.3	16.0	10.7	8.9
1.2	34.7	32.7	28.6	25.1	22.2	17.8	14.7	9.7	8.0
1.5	31.5	29.6	25.9	22.6	19.9	15.9	13.0	8.4	6.9
2.0	27.0	25.3	21.9	19.1	16.7	13.1	10.5	6.6	5.3
2.5	23.5	22.0	19.0	16.6	14.4	11.0	8.7	5.3	4.2
3.0	20.1	18.8	16.3	14.2	12.3	9.3	7.4	4.2	3.3
4.0	15.8	14.7	12.7	10.8	9.3	7.1	5.6	3.1	2.0

TAB. 1 – Transmissivité moyenne $\mathcal{T}$ (en %) de l'atmosphère dans l'infra-rouge pour un rayonnement directionnel traversant l'atmosphère selon la verticale, pour différentes valeurs de la quantité de vapeur d'eau W et de la concentration K en CO_2 . **En haut** : Pour un rayonnement infra-rouge émis par la Lune, calculée par nos soins directement à partir des équations 20 et 21. **En bas** : Pour un rayonnement infra-rouge émis par un corps à 15°C , calculée par Arrhenius avec prise en compte ad-hoc du décalage spectral (Arrhenius, 1896, Tableau III p.251). Il faut multiplier W par 20 pour avoir une quantité intégrée de H_2O en kg.m^{-2} , et K par 300 pour avoir une concentration de CO_2 en ppmv.

l'époque, ($K = 1, 300$ ppmv) à 0.84 pour 4 fois cette valeur de CO_2 . L'absorption augmente de 0.21 pour un quadruplement de CO_2 . Avec SBDART, on obtient pour ces valeurs respectivement 0.660 et 0.685, c'est à dire une augmentation de l'absorption de seulement 0.025 pour un quadruplement de CO_2 , environ 10 fois moins que la valeur obtenue par Arrhenius. Lorsque la quantité de vapeur d'eau augmente, l'augmentation de l'absorptivité avec le CO_2 calculée par Arrhenius est plus faible, mais les code radiatifs actuels nous donnent une dépendance quasi-nulle : pour $W=4$ (40g/kg), on obtient une augmentation de l'absorptivité de 0,001 environ pour un quadruplement de la concentration en CO_2 .

Intégration angulaire. Pour l'intégration angulaire, Arrhenius propose une nouvelle méthode, très utilisée encore aujourd'hui sous le nom d'approximation diffuse. Par exemple, pour un rayonnement incident isotrope, le calcul de la transmission T d'une couche d'atmosphère d'épaisseur D nécessite le calcul de l'intégration suivante :

$$T(D) = 2 \int_0^{\pi/2} \tau \left(\frac{D}{\cos \theta} \right) \cos \theta \sin \theta d\theta \quad (22)$$

avec $\tau(d)$ transmissivité de l'atmosphère le long d'un rayon de longueur d . L'approximation consiste à remplacer l'intégration angulaire par le calcul de la transmissivité suivant un angle particulier dont l'inverse du cosinus vaut α :

$$T(D) \approx \tau(\alpha D). \quad (23)$$

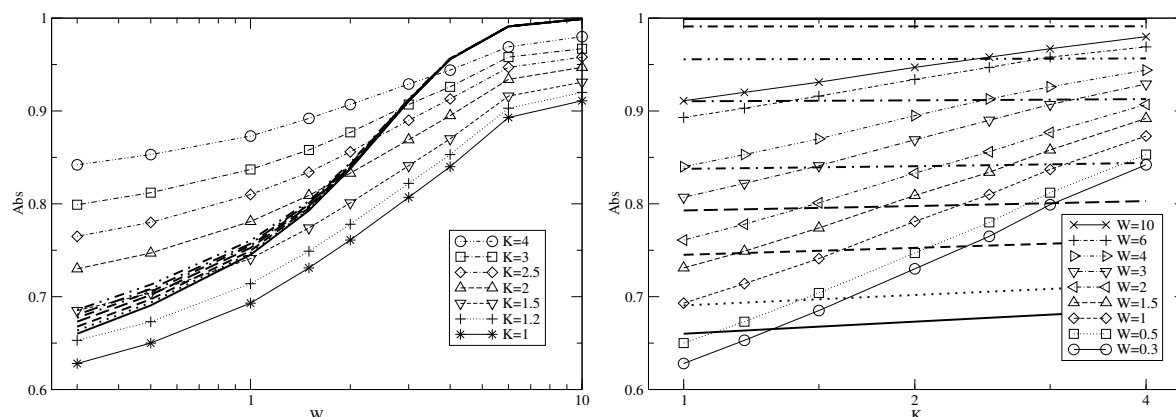


FIG. 21 – **Gauche** : Absorptivité de l’atmosphère moyennée sur tout le spectre, pour un rayonnement émis par un corps à 15°C, en fonction de la quantité W de vapeur d’eau, pour différentes quantités K de CO_2 , calculée par Arrhenius (trait avec symboles) et calculée par un modèle radiatif contemporain (trait épais). **Droite** : Idem, mais ces mêmes valeurs de l’absorption sont tracées en fonction de la quantité K de CO_2 , pour différentes quantités W de vapeur d’eau. Il faut multiplier W par 20 pour avoir une quantité intégrée de H_2O en kg.m^{-2} , et K par 300 pour avoir une concentration de CO_2 en ppmv

α est appelé “facteur de diffusion”. La valeur actuellement utilisée dans de très nombreux codes radiatifs terrestres est de 1.66 et la limite théorique est de 2 pour les milieux optiquement minces. Les résultats obtenus par Arrhenius sont remarquable : *«In this way we find for our example the path (air-mass) 1.61. In other words, the total absorbed part of the whole radiation is just as great as if the total radiation traversed the quantities 1.61 of aqueous vapour and of carbonic acid. This number depends upon the composition of the atmosphere, so that it becomes less the greater the quantity of aqueous vapour and carbonic acid in the air.[...] If the absorption of the atmosphere approaches zero, this number approaches the value 2.»*³⁰

Absorption du rayonnement solaire. Pour estimer si l’absorption du rayonnement solaire par l’atmosphère varie avec la quantité de vapeur d’eau, Arrhenius utilise des mesures faites par Langley dans deux lieux pour lesquels l’humidité est très différente. Les mesures donnent des résultats contradictoires : pour l’un des sites la transmission diminue avec la teneur en vapeur d’eau alors que pour l’autre elle augmente. Arrhenius émet l’hypothèse que ces dernières observations sont un artefact. *« It is not permissible to assume that the radiation can be strengthened by its passage through aqueous vapour, but the observed effect must be caused by some secondary circumstance. Probably the air is in general more pure if there is more water-vapour in it than if there is less. The selective diffusion diminishes in consequence of this greater purity, and this secondary effect more than counterbalances the insignificant absorption that the radiation suffers from the increase of the water-vapour.»*³¹ Et il émet l’hypothèse que les variations de concentration de vapeur d’eau et de CO_2 ont un effet négligeable pour l’absorption du rayonnement solaire dans les problèmes qu’il considère.

³⁰(Arrhenius, 1896, p.253)

³¹(Arrhenius, 1896, p.252)

1.4.3 Le modèle de l'effet de serre

Dans son article, Arrhenius utilise les notations suivantes :

A : flux solaire incident moyen au sommet de l'atmosphère.

α : absorptivité de l'atmosphère pour le rayonnement solaire

β : émissivité (=absorptivité) de l'atmosphère pour le rayonnement infrarouge émis par une surface à 15°C.

γ : constante de Stefan-Boltzmann

ν : émissivité de la surface

T : température de la surface

θ : température de l'atmosphère

M, N : énergie reçue respectivement par l'atmosphère et la surface via les échanges autres que radiatifs

« Then we find for the column of air :

$$\beta\gamma\theta^4 = \beta\gamma\nu(T^4 - \theta^4) + \alpha A + M \quad (1)$$

The first member of this equation represents the heat radiated from the air (emission-coefficient β , temperature θ) to space (temperature 0). The second one gives the heat radiated from the soil (1cm², temperature T , albedo $1 - \nu$) to the air; the third and fourth give the amount of the sun's radiation absorbed by the air, and the quantity of heat obtained by conduction (air-currents) from other parts of the air or from the ground. In the same manner we find for the earth's surface

$$\beta\gamma\nu(T^4 - \theta^4) + (1 - \beta)\gamma\nu T^4 = (1 - \alpha)\nu A + N \quad (2)$$

The first and second members represent the radiated quantities of heat that go to the air and to space respectively, $(1 - \alpha)\nu A$ is the part of the sun's radiation absorbed, and N the heat conducted to the point considered from other parts of the soil or from the air by means of water - or air-currents. Combining both these equations for the elimination of θ , which has no considerable interest, we find for T^4

$$T^4 = \frac{\alpha A + M + (1 - \alpha)A(1 + \nu) + N(1 + 1/\nu)}{\gamma(1 + \nu - \beta\nu)} = \frac{K}{1 + \nu(1 - \beta)} \quad (3)$$

»³² Ces équations correspondent aux équations maintenant classiques de l'effet de serre à une couche, à deux erreurs près. La première est de considérer dans l'équation (2) que l'émissivité et l'absorptivité de la surface dans le domaine infrarouge et dans le domaine solaire sont égales. Ceci n'est pas trop faux pour l'océan ou pour le sol, mais est très faux pour la neige qui absorbe faiblement le rayonnement solaire mais a une émissivité proche de 1 dans l'infrarouge lointain. La seconde, mineure, est de ne pas prendre en compte dans l'équation (1) l'absorption par l'atmosphère du rayonnement solaire réfléchi par la surface.

Arrhenius étudie la dépendance de la température de surface à un changement d'émissivité de l'atmosphère, qui peut se déduire de son équation (3) :

$$\frac{\partial T}{\partial \beta} = \frac{T}{4} \frac{\nu}{(1 + \nu(1 - \beta))}$$

Il obtient que pour une température de surface donnée, la sensibilité de la température de surface à un changement d'émissivité de l'atmosphère est beaucoup plus faible pour les surfaces très réfléchissantes que pour les surfaces très absorbantes³³. Ce résultat découle

³²(Arrhenius, 1896, p.255-256)

³³(Arrhenius, 1896, bas de la page 256)

de l'hypothèse erronée selon laquelle l'émissivité et l'absorptivité de la surface dans le domaine infrarouge et celles dans le domaine solaire sont égales. Si on prend en compte l'expression exacte, en séparant l'albédo et l'émissivité de surface, on obtient la même expression que ci-dessus, mais avec ν étant égale à l'émissivité du sol, et non plus l'albédo. En prenant une émissivité de la surface égale à 1, on obtient :

$$\frac{\partial T}{\partial \beta} = \frac{T}{4} \frac{1}{(2 - \beta)}$$

Pour une même température de surface, la sensibilité de la température de surface à un changement d'émissivité de l'atmosphère est alors indépendante de l'albédo de surface.

Arrhenius discute ensuite la prise en compte de 3 effets : la présence de neige, de nuages, et du gradient vertical de température. La discussion de l'effet de la neige et des nuages est peu réaliste, notamment à cause du problème de l'émissivité mentionné ci-dessus.³⁴ La discussion pour la prise en compte du gradient vertical de température est très intéressante. Arrhenius introduit la notion d'altitude d'émission et de température d'émission (sans les nommer) et il obtient une altitude d'émission du CO₂ de 15km, beaucoup plus élevée que celle de H₂O qui est de 233m. Ces valeurs apparaissent aujourd'hui comme un peu extrême, mais cette forte différence d'altitude d'émission est toujours d'actualité. Finalement Arrhenius trouve que ces trois phénomènes se compensent à peu près et qu'il peut utiliser simplement son équation (3).

1.4.4 Les variations de température dues à un changement de CO₂

A l'aide du modèle à 1 couche qu'il a développé et des données radiatives qu'il a déterminées, Arrhenius peut calculer la température moyenne de la Terre et comment celle-ci varie en fonction de différents facteurs, dont la concentration en CO₂. Pour l'humidité, il compile un grand ensemble de données météorologiques et il en déduit que l'humidité relative à la surface de la Terre est à peu près constante. Il effectue le calcul de la température de surface par bande de 10° de latitude, mais ne nous ne considérons ici que l'évolution de la température moyenne. Nous avons reporté les résultats qu'il obtient (Arrhenius, 1896, tableau VII, p. 266) sur la Fig. 22. Il est possible de les retrouver sans faire le calcul par bande de latitude, mais à partir d'un seul profil atmosphérique avec une quantité intégrée de vapeur d'eau de 20 kg.m⁻².

Les résultats qu'obtient Arrhenius sont paradoxaux aux vues des connaissances actuelles. En effet, il obtient un résultat important qui est toujours d'actualité : un doublement de la concentration de CO₂ entraîne une augmentation de la température moyenne de la Terre de 5°C environ (Fig. 22), ce qui est assez proche avec la fourchette de 2,5 à 4,5°C donnée par le dernier rapport du GIEC. Mais si on calcule ce réchauffement avec le même modèle de serre à 1 couche en prenant une absorptivité dans l'infra-rouge cohérente avec nos connaissances actuelles, on obtient un accroissement de température quasiment nul (Fig. 22). Ceci découle de la très faible dépendance de l'absorptivité de l'atmosphère dans l'infra-rouge à une variation de CO₂ (cf. Fig. 21).

Nous allons voir ci-dessous que le modèle de serre à 1 couche n'est pas pertinent lorsque l'épaisseur optique de cette couche est « saturée », ce qui est le cas pour l'absorption par le CO₂. Le modèle de serre à une vitre n'est pas adapté au calcul du réchauffement en réponse à une augmentation de CO₂. Si Arrhenius obtient des valeurs réalistes de réchauffement, c'est parce que la dépendance de l'absorptivité de l'atmosphère dans l'infra-rouge à une variation de CO₂ qu'il utilise est beaucoup trop forte (cf. Fig. 21). Le résultat qu'il obtient est le résultat d'une compensation d'erreurs.

³⁴Pour la neige, nous sommes de plus incapable de retrouver les résultats d'Arrhenius. Page 257, l'application numérique devrait donner une diminution de la température de surface due à la présence de neige de 21,6°C. Arrhenius trouve 5,7°C pour une raison que nous ne comprenons pas. La valeur avec une émissivité de 1 et en changeant seulement l'albédo devrait être de 44°C environ.

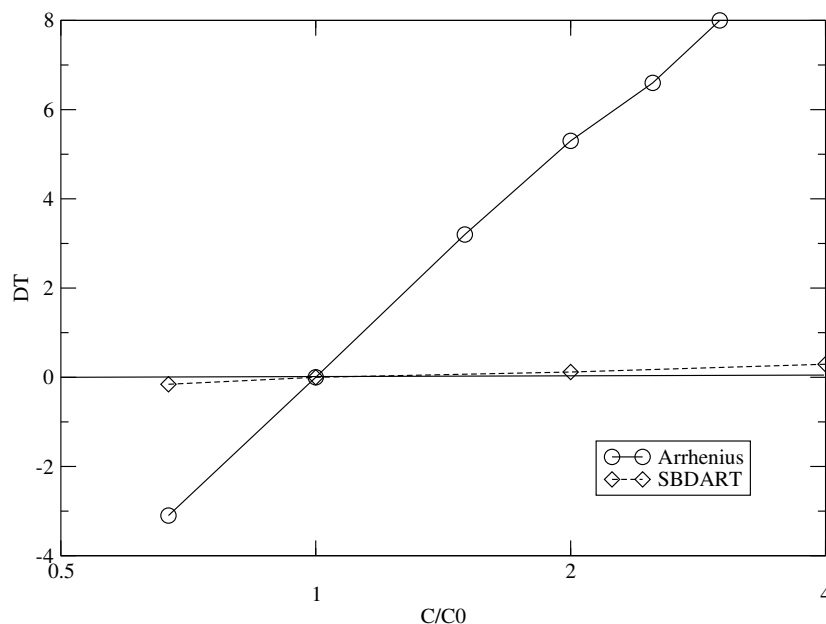


FIG. 22 – Variation DT de la température moyenne de la surface de la Terre lorsque la concentration de CO_2 est multipliée par un facteur C/C_0 , calculé par Arrhenius ($\circ$) et calculé avec le même modèle de serre à 1 couche, mais avec des absorptivités calculées par le code radiatif SBDART ($\diamond$), c.-à-d. cohérentes avec nos connaissances actuelles.

1.4.5 Non validité du modèle de serre à 1 couche lorsque l'absorption sature

Une des limites essentielle du modèle à une vitre (ou à une couche) est que lorsque la vitre est presque totalement opaque au rayonnement infra-rouge, un doublement de son épaisseur optique n'augmente presque pas l'opacité de la vitre (qui est déjà totale) et n'a donc à peu près aucun effet sur l'émissivité (Fig. 23-a). Un incrément de ce modèle est de considérer non plus une seule vitre, mais plusieurs. Nous avons fait ce calcul pour un modèle comprenant N vitres idéalisées : pas d'absorption du rayonnement solaire et absorption indépendante de la longueur d'onde dans le domaine infra-rouge thermique (hypothèse de milieu "gris"). La surface est elle totalement absorbante dans les deux domaines spectraux, solaire et infrarouge. L'épaisseur optique totale τ est prescrite et l'épaisseur optique τ_v de chacune des vitres est déduite de la valeur de τ et du nombre N de vitre $\tau = \tau_v^N$. On peut ensuite calculer l'évolution de la température d'équilibre de la surface avec l'épaisseur optique totale selon que le modèle a 1, 2, 5 ou 10 vitres (Fig. 23-b). Lorsque l'épaisseur optique est faible, la température est la même quelque soit le nombre de vitre. Ensuite, dès que l'épaisseur optique dépasse 1, la température commence à dépendre du nombre de vitres. Pour des épaisseurs optiques supérieures à 2, la température n'augmente presque plus avec τ pour le modèle à 1 vitre. On voit clairement l'effet de "saturation" : lorsque la vitre absorbe presque tout le rayonnement, augmenter son épaisseur optique ne change rien. Par contre la température d'équilibre de la surface continue d'augmenter avec l'épaisseur optique lorsque l'on considère plusieurs vitres, et ceci pour des valeurs d'autant plus élevées de l'épaisseur optique que le nombre de vitres est élevé. Une autre façon d'illustrer cet effet de saturation est de tracer l'accroissement de

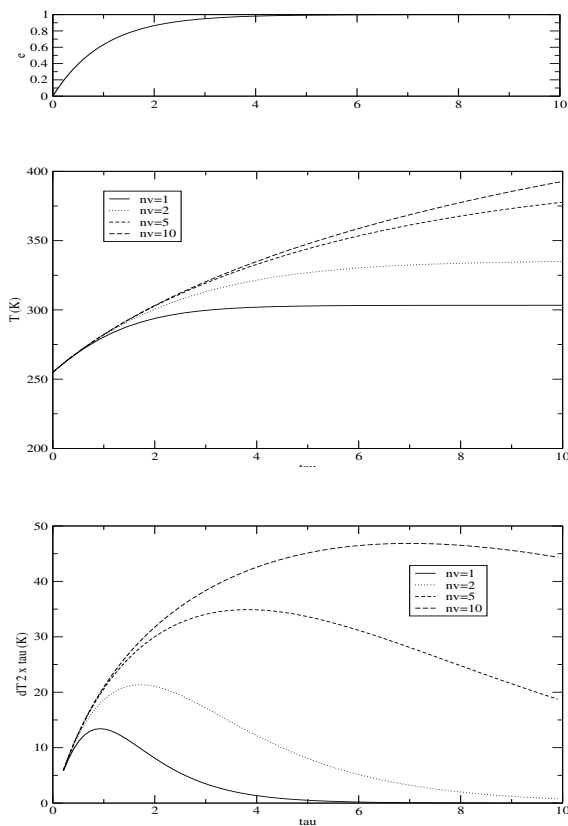


FIG. 23 – Variation, en fonction de l'épaisseur optique totale τ (a) de l'absorptivité (ou émissivité) totale, (b) de la température d'équilibre de la surface et (c) de l'accroissement de température pour un doublement de l'épaisseur optique. Pour les courbes en (b) et (c), les calculs ont été réalisés pour un modèle à 1, 2, 5 ou 10 vitres.

température qui résulte d'un doublement de l'épaisseur optique, en fonction de l'épaisseur optique de départ et pour différents nombres de vitres : 1, 2, 5 ou 10 (Fig. 23-c). On voit clairement que lorsque l'épaisseur optique est élevée, avoir un nombre insuffisant de vitres réduit considérablement la sensibilité de la température de surface à une augmentation (ici un doublement) de l'épaisseur optique. Pour une épaisseur optique $\tau = 6$, doubler cette valeur n'augmente pas la température de surface avec un modèle à une vitre mais augmente la température de 45°C environ pour un modèle à 10 vitres.

On peut étendre les résultats de ce modèle de l'effet de serre à N vitres au cas de l'atmosphère : pour bien calculer l'effet radiatif d'une variation de la concentration d'un gaz à effet de serre possédant des bandes d'absorptions saturées il est nécessaire de prendre en compte l'épaisseur de l'atmosphère et la variation verticale des échanges radiatifs dans l'atmosphère. La bande d'absorption du CO_2 étant saturée pour l'atmosphère terrestre, le modèle à 1 vitre n'est pas adapté au calcul de la variation de la température de surface en réponse à un changement de la concentration de CO_2 . Pour faire un calcul pertinent, il est nécessaire de bien prendre en compte l'épaisseur de l'atmosphère, la variation verticale des échanges radiatifs dans l'atmosphère. Dit autrement, il est nécessaire de prendre en compte le gradient vertical de température, car le modèle de serre à 1 couche suppose que

cette couche est isotherme.

1.4.6 Modèle avec un profil linéaire de température

Nous allons considérer un modèle à nouveau extrêmement simple mais qui prend en compte de façon schématique la décroissance de la température avec l'altitude dans l'atmosphère. L'atmosphère, d'épaisseur $H = z_1 - z_0$, a une température qui décroît avec l'altitude de sorte que la fonction de Planck décroît linéairement avec l'altitude de B_0 en z_0 à B_1 en z_1

$$B(z) = B_0 + (z - z_0) \frac{B_1 - B_0}{z_1 - z_0} \quad (24)$$

et vaut B_s à la surface (Fig. 24). Le coefficient d'absorption k_a (en m^{-1}) dans l'infra-rouge est supposé indépendant de la longueur d'onde (hypothèse de milieu "gris") et constant sur toute la hauteur de l'atmosphère.

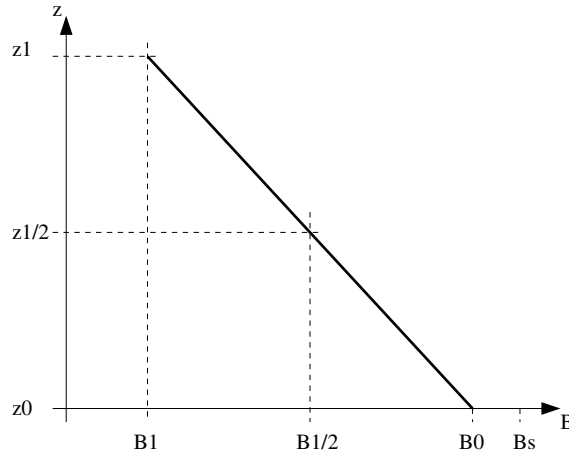


FIG. 24 – Schémas décrivant la variation de l'émittance du corps noir B (abscisse) en fonction de l'altitude z (ordonnée).

La luminance du rayonnement infra-rouge I_1 émis par la surface et l'atmosphère et sortant de l'atmosphère avec un angle θ par rapport à la verticale s'écrit :

$$I_1 = B_s \exp\left(\frac{-k_a \cdot H}{\mu}\right) + \int_0^H \frac{k_a \cdot B(z)}{\mu} \exp\left(\frac{-k_a \cdot (H - z)}{\mu}\right) dz \quad (25)$$

avec $\mu = \cos \theta$. Le premier terme du membre de droite correspond au rayonnement émis par la surface et qui a été transmis jusqu'au sommet de l'atmosphère, le second au rayonnement émis par l'atmosphère à toutes les altitudes z et qui est transmis jusqu'au sommet de l'atmosphère. En tenant compte du profil linéaire de B (Eq. 24) et en intégrant par partie l'équation 25 on obtient :

$$I_1(x, \vec{T}) = B_s e^{-x} + B_0 (1 - e^{-x}) + (B_1 - B_0) \left[1 - \frac{1}{x} (1 - e^{-x}) \right] \quad (26)$$

avec

$$x = \frac{k_a \cdot H}{\mu} \quad (27)$$

et $\vec{T}$ étant le vecteur décrivant la température de surface et le profil de température dans l'atmosphère.

Nous considérerons maintenant deux profils de température particuliers. Pour le premier, la température de l'atmosphère est isotherme ($B_1 = B_0$) et il y a discontinuité des températures entre le bas de l'atmosphère et la surface ($B_s \neq B_0$). Pour le second, la température est continue à l'interface entre l'atmosphère et la surface ($B_s = B_0$) et la luminance du corps noir décroît linéairement avec l'altitude. On peut montrer que si la valeur de $B_{1/2}$ est la même pour les deux profils, alors le flux au sommet de l'atmosphère est identique. Nous avons choisi des valeurs comparables à celles sur Terre : $B_s = B(T = 290\text{K}) = 400\text{W.m}^{-2}$ et $B_{1/2} = B(T = 259\text{K}) = 255\text{W.m}^{-2}$. Pour le profil où la température décroît avec l'altitude, on a $B_1 = 110\text{W.m}^{-2}$, ce qui correspond à une température $T_1 = 210\text{K}$.

Nous avons tracé Fig. 25-a l'évolution du flux infra-rouge au sommet de l'atmosphère I_1 en fonction de l'épaisseur optique x . Pour les faibles épaisseurs optiques, le flux au sommet de l'atmosphère est le même pour les deux profils et ce flux décroît lorsque l'épaisseur optique de l'atmosphère augmente. Pour le profil de température uniforme, cette décroissance diminue et le flux atteint une valeur asymptotique à partir d'une épaisseur optique de 4 à 5 environ. Pour le profil de température où la température diminue avec l'altitude, le flux continue à décroître lorsque l'épaisseur optique augmente, même si cette décroissance diminue progressivement.

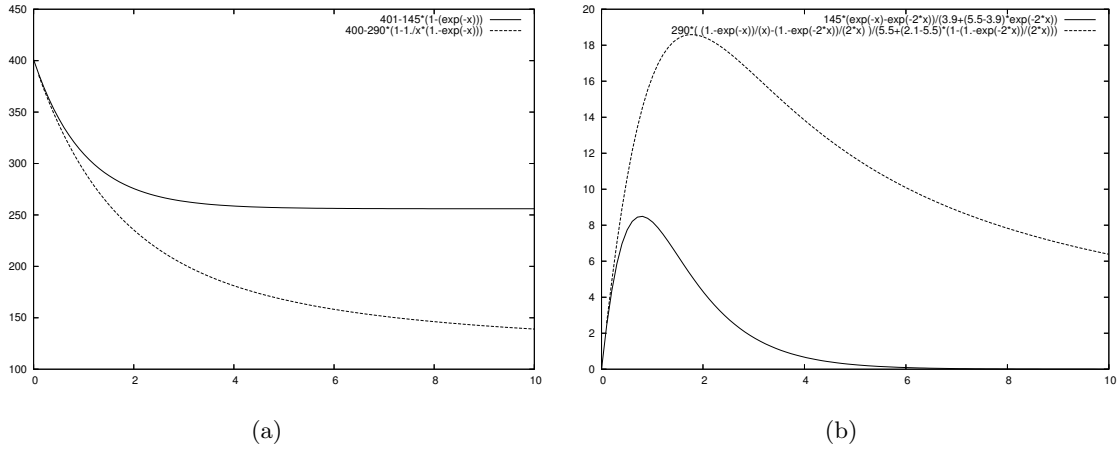


FIG. 25 – Variation, en fonction de l'épaisseur optique x de l'atmosphère (a) du flux au sommet de l'atmosphère (W.m^{-2}) et (b) de l'augmentation de la température de surface (K) lorsque l'on double l'épaisseur optique. La température de l'atmosphère est soit uniforme sur la verticale (trait continu) soit décroît avec l'altitude (tirets)

Nous allons quantifier l'effet d'une augmentation de l'épaisseur optique sur la température d'équilibre de la surface. Pour chaque épaisseur optique x , on suppose que l'énergie reçue par la surface (par absorption du rayonnements solaire par exemple) est telle que les températures initiales $\vec{T}$ de la surface et de l'atmosphère permettent d'avoir comme précédemment $B_s = 400\text{W.m}^{-2}$ et $B_{1/2} = 255\text{W.m}^{-2}$. Pour une augmentation de l'épaisseur optique d'un facteur a on cherche le nouveau vecteur de température $\vec{T}'$ qui vérifie $I_1(a.x, \vec{T}') = I_1(x, \vec{T})$. On suppose que la forme du profil vertical de température reste inchangé, qu'à toute altitude z la température varie d'une même valeur δT et que la luminance du corps noir peut être linéarisée : $B'_z = B_z + \left. \frac{dB}{dT} \right|_z \delta T$. En utilisant l'Eq. 26,

on obtient :

$$\delta T = \frac{(B_s - B_0)(e^{-x} - e^{-a \cdot x}) + (B_0 - B_1) \left(\frac{1 - e^{-x}}{x} - \frac{1 - e^{-a \cdot x}}{a \cdot x} \right)}{\frac{dB}{dT}|_0 + \left(\frac{dB}{dT}|_s - \frac{dB}{dT}|_0 \right) e^{-a \cdot x} + \left(\frac{dB}{dT}|_1 - \frac{dB}{dT}|_0 \right) \left(1 - \frac{1 - e^{-a \cdot x}}{a \cdot x} \right)} \quad (28)$$

Pour le profil isotherme, on a : $B_s - B_0 = 145 \text{ W.m}^{-2}$, $B_0 - B_1 = 0$, $\frac{dB}{dT}|_0 - \frac{dB}{dT}|_1 = 0$, $\frac{dB}{dT}|_0 \approx 3.9 \text{ W.m}^{-2}.\text{K}^{-1}$, $\frac{dB}{dT}|_s \approx 5.5 \text{ W.m}^{-2}.\text{K}^{-1}$.

Pour le profil où la température décroît avec l'altitude, on a : $B_s - B_0 = 0$, $B_0 - B_1 = 290 \text{ W.m}^{-2}$, $\frac{dB}{dT}|_s = \frac{dB}{dT}|_0 \approx 5.5 \text{ W.m}^{-2}.\text{K}^{-1}$, $\frac{dB}{dT}|_1 \approx 2.1 \text{ W.m}^{-2}.\text{K}^{-1}$.

Pour ces conditions, l'accroissement de la température de surface en réponse à un doublement de l'épaisseur optique, en fonction de l'épaisseur optique, est représentée Fig. 25-b. On remarque que pour les faibles épaisseurs optiques, un doublement de cette valeur entraîne un accroissement de température qui est le même pour les deux profils. Pour le profil isotherme, cette augmentation de température atteint un maximum autour de $x \approx 1$, puis décroît et devient quasiment nul pour les épaisseurs optiques supérieures à 4 ou 5. Pour le profil de température qui décroît avec l'altitude, l'augmentation de température passe également par un maximum pour $x \approx 2$, puis décroît ensuite. Mais cette décroissance est beaucoup plus lente et même pour une épaisseur optique de 10, un doublement de cette valeur entraîne encore une augmentation de la température de surface de plusieurs K.

1.4.7 En résumé

Ainsi, bien que la valeur de l'augmentation de température en réponse à un doublement de la concentration de CO_2 obtenue par Arrhenius (5°C) soit proche de la fourchette des estimations actuelles (de $2,5$ à $4,5^\circ\text{C}$), notre travail a montré que ce résultat était fortuit, que le modèle d'effet de serre à 1 couche utilisé aurait dû donner une réponse en température quasi-nulle, et que la démarche d'Arrhenius ne peut pas être directement utilisée pour concevoir un modèle théorique simple pertinent. Nous avons notamment montré les points suivants :

- les mesures d'absorptivité de l'atmosphère utilisées par Arrhenius ne couvrent pas la bande d'absorption du CO_2 à $15\mu\text{m}$, et ne contiennent donc pas d'information pertinente pour quantifier l'absorption du CO_2 dans l'infra-rouge thermique. Avec les mesures dont il disposait, Arrhenius aurait dû trouver une absorptivité due au CO_2 quasi nulle. La méthode utilisée pour décorrélérer les effets dus au CO_2 de ceux du à H_2O était très mauvaise et la très forte dépendance de la transmissivité de l'atmosphère à la concentration en CO_2 est un pur artefact
- l'intégration spectrale était très imparfaite, ne couvrait que la moitié du domaine spectral nécessaire et donne, de façon fortuite, une transmissivité réaliste pour une atmosphère standard.
- avec des valeurs correctes de l'absorptivité de l'atmosphère, Arrhenius aurait obtenu que l'absorptivité moyenne sur tout le spectre infra-rouge dépend très peu de la quantité de CO_2 . Et avec le modèle de serre à une couche, il aurait obtenu que la température de surface ne varie pas (ou extrêmement peu) quand la concentration de CO_2 augmente. Mais comme l'absorptivité obtenue par Arrhenius était trop sensible à une variation de la concentration en CO_2 , Arrhenius a finalement obtenu une variation importante de la température en réponse à une variation de la concentration en CO_2 , comparable à celle que l'on obtient aujourd'hui avec des modèles climatiques complets, prenant notamment en compte les différentes rétroactions. A nouveau, le résultat obtenu par Arrhenius est totalement fortuit

Nous verrons plus loin que bien estimer l'amplitude de la réponse de la température globale de la Terre à une perturbation radiative nécessite de bien prendre en compte les différentes

rétroactions climatique. Arrhenius y avait déjà pensé, et faisait notamment l'hypothèse que l'humidité relative restait constante. Il a abordé également le rôle que peut jouer la fonte de la neige dans l'amplification des changements de température aux pôles. Mais, du fait des valeurs utilisées pour les paramètres physiques, ces rétroactions ne jouent qu'un rôle mineur dans son étude.

2 Analyse de l'effet de serre avec la formulation des Puissances Nettes Échangées

2.1 La formulation des Puissances Nettes Échangées (PNE)

Nous avons initialement développé cette formulation dans le cadre d'études sur le couplage entre convection, conduction et rayonnement dans les pièces d'habitation (Cherkaoui et al., 1993, 1996, 1998; Cherkaoui, 1996; Dufresne et al., 1998, 1999; Fournier, 1994), puis d'études de combustion avec couplage entre les échanges radiatifs et la composition chimique de la flamme (de Lataillade et al., 1999, 2002a,b; de Lataillade, 2001). Enfin, nous l'avons appliquée au calcul et à l'analyse des atmosphères de la Terre et d'autres planètes, et c'est cet aspect qui sera présenté ici.

Cette formulation possède quelques avantages majeures :

- elle est très bien adaptée au couplage entre les échanges radiatifs et les autres modes de transfert d'énergie.
- elle permet une analyse des échanges radiatifs plus fine que la formulation en flux
- elle permet de garantir certaines propriétés physiques essentielles (conservation de l'énergie, principe de réciprocité, sens des échanges d'énergie en fonction du gradient de température...) qu'elles que soient les erreurs numériques d'intégration
- elle permet de ne calculer (ou recalculer) les échanges radiatifs que pour une sous-partie du système considéré

Des formulations voisines de celles présentées ici existent dans la littérature (Green, 1967; Joseph and Bursztyn, 1976) ; néanmoins, elles semblent n'avoir jamais été utilisées ni pour analyser les échanges radiatif dans les atmosphères, ni pour développer des résolutions numériques plus efficaces. L'importance des échanges directs avec l'espace (terme de « *cooling to space* ») a été identifiée depuis longtemps sur la base d'une analyse proche de celle en PNE (Rodgers and Walshaw, 1966), mais les termes autres que les échanges directs avec l'espace n'étaient pas identifiés explicitement et ces travaux ont surtout été utilisés pour développer des méthodes de calcul approchées (Fels and Schwarzkopf, 1975; Schwarzkopf and Fels, 1991).

2.1.1 Présentation

Nous utilisons une notation condensée basée sur la notion de chemin optique (Dufresne et al., 1998). Nous nous limitons dans cette présentation à un milieu semi-transparent sans diffusion confiné entre des surfaces noires. En effet, l'écriture est beaucoup plus simple que dans le cas avec diffusion ou réflexion, ce qui devrait permettre de mieux faire percevoir la spécificité de cette formulation. Une présentation de la formulation, plus complète, avec prise en compte de la diffusion se trouve dans Eymet et al. (2005).

Soit $\Gamma(V_i, V_j)$ l'ensemble des chemins optiques dont la première extrémité appartient à un volume V_i et la seconde à un volume V_j . La puissance $Q_\nu(V_i, V_j)$ du rayonnement monochromatique émis par V_i et absorbé par V_j peut s'écrire en effectuant une intégration sur tous les chemins $\gamma \in \Gamma(V_i, V_j)$:

$$Q_\nu(V_i, V_j) = \int_{\Gamma(V_i, V_j)} -B_\nu(\vec{x}_\gamma) \left| \frac{\partial^2 \tau_{\nu, \gamma}}{\partial s_{x_\gamma} \partial s_{y_\gamma}} \right| d\gamma \quad (29)$$

avec :

$B_\nu(\vec{x})$: luminance du corps noir à la température du point $\vec{x}$

$\vec{x}_\gamma, \vec{y}_\gamma$: vecteurs des coordonnées de la première et de la seconde extrémités du chemin optique γ , respectivement dans les volumes V_i et V_j

$s_{x_\gamma}, s_{y_\gamma}$: abscisse curviligne de $\vec{x}_\gamma$ et $\vec{y}_\gamma$ le long du chemin optique γ

ν : fréquence

2.1 La formulation des Puissances Nettes Échangées (PNE)

$\tau_{\nu,\gamma}$: transmissivité monochromatique de γ :

$$\tau_{\nu,\gamma} = \exp\left(-\int_{s_{x_\gamma}}^{s_{y_\gamma}} k_\nu(s) ds\right) \quad (30)$$

k_ν : coefficient d'absorption monochromatique par unité d'abscisse curviligne

$d\gamma$: mesure d'intégration, que l'on peut exprimer de plusieurs façons :

$$\begin{aligned} d\gamma &= 1/D_\gamma^2 dV_i dV_j \\ &= dV_i d\Omega_j ds_{y_\gamma} \\ &= dV_j d\Omega_i ds_{x_\gamma} \end{aligned} \quad (31)$$

D_γ : longueur du chemin γ

dV_i, dV_j : éléments de volume

$d\Omega_i, d\Omega_j$: éléments d'angle solide.

On écrit de même la puissance $Q_\nu(V_j, V_i)$ du rayonnement émis par V_j et absorbé par V_i . Le principe de réciprocité des rayons lumineux stipule que le trajet d'un rayon lumineux est indépendant de son sens de propagation, qu'il suit la même trajectoire pour aller de M vers P que de P vers M . Il entraîne une bijection stricte entre les ensembles de chemin $\Gamma(V_i, V_j)$ et $\Gamma(V_j, V_i)$: à chaque chemin $\gamma \in \Gamma(V_i, V_j)$ correspond un chemin $\gamma' \in \Gamma(V_j, V_i)$ tel que $x_{\gamma'} = y_\gamma$ et $y_{\gamma'} = x_\gamma$. L'intégrale de la transmissivité $\tau_{\gamma'}^\nu$ sur le chemin optique $\Gamma_{M,P}$ et sur le chemin optique $\Gamma_{P,M}$ sont les mêmes :

$$\int_{\Gamma_{M,P}} \tau_{\gamma'}^\nu d\gamma' = \int_{\Gamma_{P,M}} \tau_\gamma^\nu d\gamma \quad (32)$$

Ceci nous permet d'obtenir l'expression de la **puissance nette** $\psi_\nu(V_i, V_j)$ **échangée** (PNE) entre V_i et V_j :

$$\begin{aligned} \psi_\nu(V_i, V_j) &= Q_\nu(V_i, V_j) - Q_\nu(V_j, V_i) \\ &= \int_{\Gamma(V_i, V_j)} [B_\nu(y_\gamma) - B_\nu(x_\gamma)] \left| \frac{\partial^2 \tau_{\nu,\gamma}}{\partial s_{x_\gamma} \partial s_{y_\gamma}} \right| d\gamma \end{aligned} \quad (33)$$

avec comme convention de signe que $\psi_\nu(V_i, V_j)$ est positif si V_i reçoit de l'énergie. La même démarche permet d'obtenir la puissance nette $\psi_\nu(V_i, S_j)$ échangée entre un volume V_i et une surface (ou une frontière) opaque S_j

$$\begin{aligned} \psi_\nu(V_i, S_j) &= Q_\nu(V_i, S_j) - Q_\nu(S_j, V_i) \\ &= \int_{\Gamma(V_i, S_j)} [B_\nu(y_\gamma) - B_\nu(x_\gamma)] \left| \frac{\partial \tau_{\nu,\gamma}}{\partial s_{x_\gamma}} \right| d\gamma \end{aligned} \quad (34)$$

ainsi que la puissance nette $\psi_\nu(S_i, S_j)$ échangée entre deux surfaces opaques S_i et S_j

$$\begin{aligned} \psi_\nu(S_i, S_j) &= Q_\nu(S_i, S_j) - Q_\nu(S_j, S_i) \\ &= \int_{\Gamma(S_i, S_j)} [B_\nu(y_\gamma) - B_\nu(x_\gamma)] \tau_\gamma^\nu d\gamma. \end{aligned} \quad (35)$$

Le bilan radiatif d'une maille est la somme des puissances nettes échangées entre cette maille et le reste du système, que ça soit pour une fréquence ν ou pour l'intégrale sur tout le spectre. Pour un volume V_i on a :

$$\psi(V_i) = \sum_j \psi(V_i, V_j) + \sum_j \psi(V_i, S_j) \quad (36)$$

et pour une surface S_i :

$$\psi(S_i) = \sum_j \psi(S_i, V_j) + \sum_j \psi(S_i, S_j) \quad (37)$$

2.1.2 Lien avec d'autres formulations

Avec les mêmes notations que précédemment, le bilan radiatif d'un volume élémentaire dV_M peut se mettre sous la forme (Dufresne et al., 1998) :

$$dQ(dV_M) = dV_M \int_0^{+\infty} d\nu \int_{\mathcal{A}} dV_P \int_{\Gamma_{M,P}} d\gamma \tau_{\nu,\gamma} k_{\nu}(M) k_{\nu}(P, \gamma) (B_{\nu}(P) - B_{\nu}(M)) \quad (38)$$

où $\mathcal{A}$ représente l'espace géométrique décrivant le système complet (pour une atmosphère, l'atmosphère elle-même plus la surface et l'espace), $\Gamma_{M,P}$ est l'espace des chemins de tous les trajets optiques allant de M vers P , et $k_{\nu}(M)$ est le coefficient d'absorption en M . Le volume élémentaire dV_P autour du point P est soit un volume élémentaire soit une surface élémentaire et $k_{\nu}(P, \gamma)$ est soit le coefficient d'absorption en P (si P est dans l'atmosphère) soit l'émissivité directionnelle (si P est un élément de surface).

Exprimé de cette façon, le bilan radiatif du volume élémentaire dV_M est la différence de deux termes : la puissance absorbée par dV_M venant de tout l'espace environnant (l'atmosphère, la surface et l'espace) (c'est le terme $B_{\nu}(P)$ de l'Eq. 38) moins la puissance émise par le volume dV_M vers le reste du système (terme $B_{\nu}(M)$ de l'Eq. 38). Si on sépare l'équation de la sorte, elle peut être simplifiée en remarquant que la partie $B_{\nu}(M)$ (émission totale du volume dV_M) est égale à $4\pi \int_0^{+\infty} k_{\nu}(M) B_{\nu}(M) d\nu$. C'est cette approche qui est utilisée pour la méthode des zones (Hottel and Sarofim, 1967) et la formulation utilisant la matrice de Curtis (cf. par exemple Goody and Yung, 1989).

Dans la formulation en PNE, la symétrie de l'équation 38 est conservée et cette expression est mise sous la forme d'une somme de puissance nette échangée entre le volume dV_M et chacun des autres éléments de volume ou de surface P (dont l'espace et la surface). La forme élémentaire de la puissance nette échangée entre dV_M et dV_P s'écrit :

$$\psi^{\nu}(dV_M, dV_P) = dV_M dV_P \int_{\Gamma_{M,P}} d\gamma \tau_{\nu,\gamma} k_{\nu}(M) k_{\nu}(P, \gamma) (B_{\nu}(P) - B_{\nu}(M)). \quad (39)$$

C'est la puissance émise par dV_P et absorbée par dV_M moins la puissance émise par dV_M et absorbée par dV_P . Pour une colonne atmosphérique discrétisée verticalement, la puissance net spectrale échangée entre deux mailles i et j s'écrit :

$$\psi_{i,j}^{\nu} = \int_{\mathcal{A}_i} \int_{\mathcal{A}_j} \psi^{\nu}(dV_M, dV_P) \quad (40)$$

où $\mathcal{A}_i$ et $\mathcal{A}_j$ sont les volumes ou surfaces des mailles i et j . Le bilan radiatif spectral ψ_i^{ν} de la maille i est la somme de la puissance nette échangée entre i et toutes les autres mailles j :

$$\psi_i^{\nu} = \sum_j \psi_{i,j}^{\nu} \quad (41)$$

Dans les formulations classiques, en flux, le flux radiatif $\vec{q}_R$ est d'abord calculé en intégrant les luminances dans tout l'espace et dans toutes les directions. La divergence de ce flux donne le bilan radiatif pour un volume élémentaire dV_M autour du point M :

$$dQ = -div(\vec{q}_R) dV_M \quad (42)$$

Dans la formulation en puissance nette échangée, le bilan radiatif est calculé directement, sans passer par le calcul des luminances et des flux radiatifs. Donc un inconvénient éventuel de cette méthode est qu'elle ne donne pas directement accès à tous les flux. Si on est dans une géométrie 1D (cas classique des atmosphères), on peut déduire le flux net des puissances nettes échangées. En effet, à une interface k , la somme des puissances échangées entre toutes les mailles (atmosphère et surface) i en-dessous de k et les mailles (atmosphère et espace) j au-dessus de k est égale au flux radiatif net en k . Par contre il n'y a pas d'expression permettant de calculer directement les flux montants et descendant à partir des puissances nettes échangées.

2.1.3 Spécificités

Une spécificité essentielle de cette formulation est que les principes de réciprocité, de conservation de l'énergie et le second principe de la thermodynamique peuvent être simultanément vérifiés, de façon stricte, quelle que soit le degré d'approximation retenu pour résoudre les équations Eq. 39 et 40. Le principe de réciprocité correspond au fait que le trajet d'un rayon lumineux est indépendant de son sens de propagation, qu'il suit la même trajectoire pour aller de M à P que de P à M . L'intégrale de la transmissivité $\tau_{\nu,\gamma}$ sur le chemin optique $\Gamma_{M,P}$ et sur le chemin optique $\Gamma_{P,M}$ sont les mêmes (Eq. 32). En utilisant l'Eq. 39, le principe de réciprocité se réduit à $\psi^\nu(dV_M, dV_P) = -\psi^\nu(dV_P, dV_M)$. Cette condition peut être satisfaite pourvu que le même calcul soit fait à la fois pour $\psi^\nu(dV_M, dV_P)$ et pour $-\psi^\nu(dV_P, dV_M)$. Pour l'intégrale sur chacune des mailles (Eq. 40), lorsqu'un paquet de photons émis par i et absorbé par j est compté comme une perte pour le volume i , il doit être considéré comme un gain pour j . Ceci est très facile à mettre en oeuvre.

A partir du moment où l'on vérifie bien que $\psi_{i,j} = -\psi_{j,i}$, une conséquence directe est la conservation de l'énergie. En effet, celle-ci s'exprime maintenant comme la propriété que la somme des puissances nettes échangées entre toutes les mailles du système doit être nulle :

$$\sum_i \sum_j \psi_{i,j} = 0, \quad (43)$$

ce qui se montre directement.

Par ailleurs, la forme de l'Eq. 39 garantit que les régions chaudes réchauffent les régions plus froides, c.-à-d. le second principe de la thermodynamique, pourvu que le terme $(B_\nu(P) - B_\nu(M))$, qui apparaît dans l'intégrale sur les chemins optiques, soit conservé dans l'intégrale.

Ces spécificités de la formulation en Puissance Nette Échangée ont des conséquences importantes :

- le second principe de la thermodynamique est respecté quelle que soit l'erreur numérique d'intégration. En effet, dans le cas simple où i et j sont deux mailles isothermes, l'expression 39 fait clairement apparaître que le signe de la PNE est uniquement fonction de la différence de luminance du corps noir, et donc de la différence de température entre les mailles i et j .
- la précision de calcul ne se dégrade pas lorsque l'on s'approche de l'équilibre : le bilan radiatif est calculé directement et non par différence de deux grandeurs intermédiaires (les puissances émise et absorbée) entachées d'erreurs d'intégration indépendantes.
- les échanges radiatifs entre les différentes parties du système peuvent être calculés de façons indépendantes

Ainsi la formulation en puissance nette échangée permet le développement de méthode numérique approchées qui satisfont strictement le principe de conservation de l'énergie et le deuxième principe de la thermodynamique. N'importe quelle approximation peut être utilisée pour l'intégration sur les chemins optiques sans risquer d'introduire des sources ou des redistribution d'énergie non physiques.

2.1.4 Analyse des échanges par rayonnement infrarouge et de l'effet de la diffusion pour l'atmosphère terrestre

Nous avons essayé de montrer comment la méthode des puissances nettes échangées peut illustrer et quantifier des résultats « classiques » mais pas forcément bien formalisés ou faciles à illustrer (Eymet et al., 2004). Pour cela nous avons utilisé le code radiatif KARINE Eymet (2007) basé sur la formulation en puissance nette échangée, qui utilise une intégration par une méthode de Monte-Carlo et qui a été développé par Vincent Eymet

2.1 La formulation des Puissances Nettes Échangées (PNE)

au cours de sa thèse (Eymet, 2003). Vincent Eymet a également réalisé l'ensemble des calculs et des figures montrées ci-dessous.

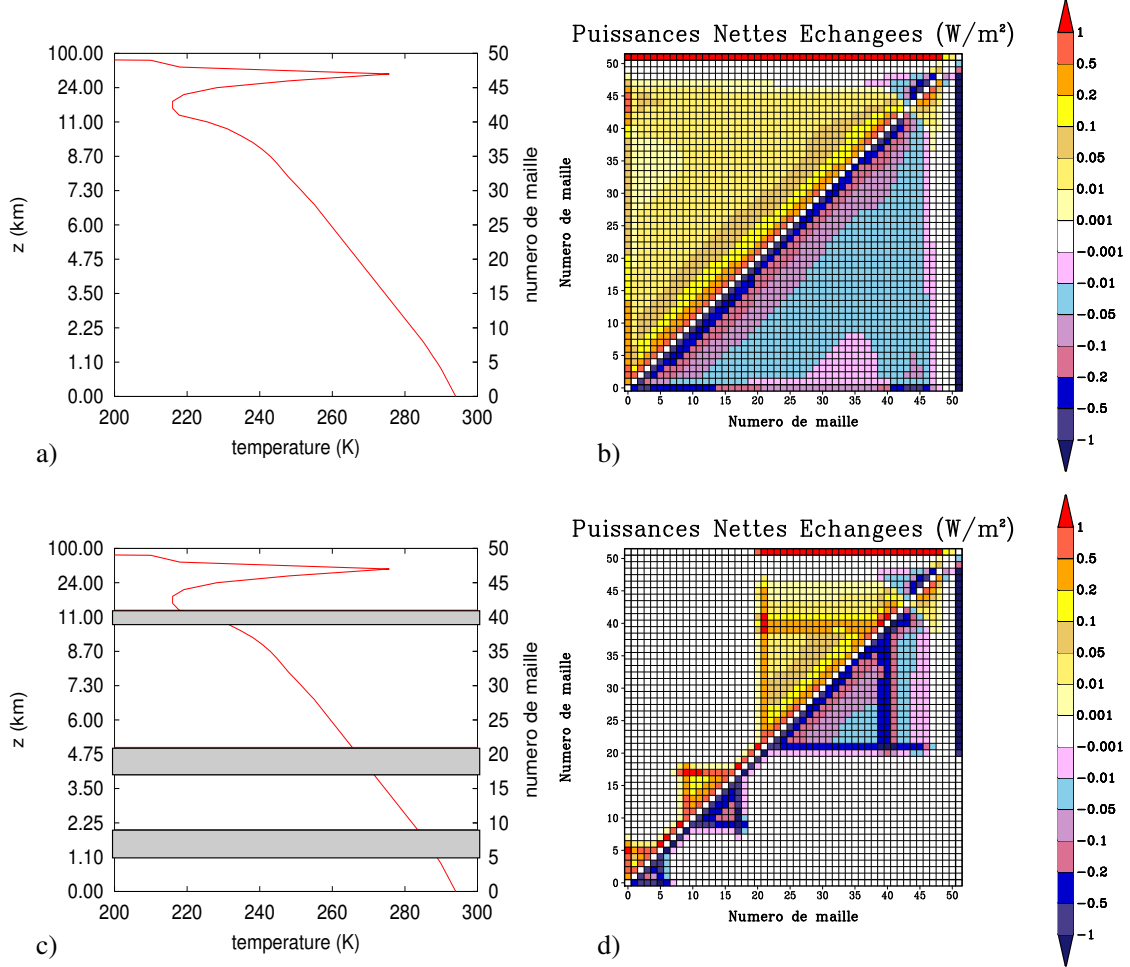


FIG. 26 – Pour une atmosphère standard « moyenne latitude en été » avec trois couches de nuages superposés : Profil vertical de température (K) (a) ciel clair et (c) avec la position des 3 nuages. Représentation de la matrice des puissances nettes échangées (en $W.m^{-2}$) (b) ciel clair et (d) avec les nuages (Eymet et al., 2004).

Pour une atmosphère ciel clair discrétisée en 50 couches selon la verticale (Fig. 26-a), nous avons tracé la matrice des puissances nettes échangées (Fig. 26-b). Sur cette figure, la couleur de chaque élément i, j de la matrice représente l'intensité de la puissance nette échangée $\psi_{i,j}$ entre les couches i et j . Comme exemple de lecture de cette matrice prenons la ligne $i = 10$. Elle montre la décomposition du bilan radiatif de la couche 10 en terme de puissance nette échangée avec les autres couches atmosphériques, la surface (n° 0) et l'espace (n° 51). On remarque que les échanges nettes entre cette couche 10 et celles du dessous (à gauche de la diagonale) sont positifs : la couche 10 est chauffée par les couches en dessous d'elle et par la surface, qui sont plus chaudes. A l'opposée, elle perd de l'énergie par échange avec les couches au-dessus et avec l'espace, qui sont plus froids. La matrice est antisymétrique car $\psi_{i,j} = -\psi_{j,i}$, et l'échange d'énergie d'une couche avec elle-même est nul. Vers la couche n° 43, il y a inversion du signe des puissances nettes échangées

entre cette couche et ses voisines. Ce changement de signe correspond au changement de signe du gradient vertical de température à la tropopause. On remarque également que les échanges les plus élevés (en valeurs absolue) sont ceux entre chaque couche et la surface (première ligne et colonne), l'espace (dernière ligne et colonne), et les couches atmosphériques les plus proches.

Le même calcul en rajoutant trois nuages superposés montre que les deux nuages bas sont suffisamment épais pour jouer le rôle d'écran et empêcher tout échange infrarouge entre ce qui est en dessous d'eux et ce qui est au-dessus (Fig. 26-d). Le nuage haut, de type cirrus, est suffisamment optiquement fin pour ne pas empêcher totalement ces échanges.

Grâce à l'utilisation de la méthode de Monte Carlo, nous avons pu quantifier l'influence de la diffusion sur les échanges infra-rouges. Cet effet de la diffusion est généralement négligé dans les codes radiatifs des GCM, principalement pour des raisons de temps de calcul. Nous avons pu montrer que la diffusion modifiait faiblement le bilan radiatif des nuages bas, mais par contre plus fortement ($\approx 10\%$) celui des nuages hauts, optiquement plus fin. De plus, pour tous les types de nuages, la diffusion modifie significativement la distribution du bilan radiatif à l'intérieur du nuage. Cet effet a été bien analysé et nous souhaitons maintenant aller plus loin en développant une paramétrisation pour le prendre en compte. Dans une autre étude, nous avons également montré que l'effet de la diffusion était non négligeable pour les aérosols désertiques, qui ont un rayon élevé (Dufresne et al., 2002b).

2.2 Analyse d'un accroissement des gaz à effet de serre

L'accroissement de la concentration d'un gaz à effet de serre réduit les échanges infra-rouge directs entre la surface et l'espace. Mais que se passe-t-il à l'intérieur de l'atmosphère : les échanges entre l'atmosphère et l'espace sont-ils augmentés ou diminués ? Sont-ils affectés de la même façon dans le haut et dans le bas de l'atmosphère ? L'atmosphère se refroidit-elle ou se réchauffe-t-elle ? Est-ce la même chose pour tous les gaz à effet de serre ? L'objet de cette section est de donner des éléments de réponses à ces questions. Pour cela nous allons tout d'abord utiliser la formulation en puissance nette échangée pour analyser comment les échanges radiatifs monochromatiques dans une atmosphère idéalisée sont modifiés lorsque la concentration des gaz à effet de serre est modifiée. Ceci nous permettra de construire une "grille de lecture" pour analyser ensuite les modifications des échanges radiatifs dans différentes situations : changement de la concentration du CO_2 , de H_2O ou d'autres gaz à effet de serre.

2.2.1 Sensibilité des facteurs optiques d'échange à un changement d'épaisseur optique

Les échanges entre la surface de la Terre et l'espace (Eq. 35), entre un volume de l'atmosphère et la surface ou l'espace (Eq. 34), ou entre deux volumes de l'atmosphère (Eq. 33) sont des intégrales contenant le produit de deux termes : la différence de luminosité entre les deux extrémités du chemin optique et un facteur optique d'échange O entre ces deux extrémités. Ce facteur dépend de la transmissivité $\tau_{\nu,\gamma}$ (Eq. 30), de sa dérivée première ou seconde selon que le type des extrémités (surface, espace ou volume de l'atmosphère), et il peut être analysé indépendamment de la structure thermique de l'atmosphère.

Pour interpréter comment ces facteurs optiques d'échange varient avec la concentration des gaz à effet de serre nous nous plaçons dans une configuration simplifiée : le coefficient d'absorption par unité de masse κ et la fraction massique f de gaz absorbant sont constants sur toute la hauteur de l'atmosphère. Cette hypothèse n'est nullement indispensable mais simplifie très grandement les notations.

Échanges surface-espace Le facteur optique d'échange entre les deux extrémités du chemin optique s'écrit :

$$\begin{aligned} O^{ss} &= \tau_{\nu,\gamma} \\ &= \exp(-f\kappa M_{1,2}) \end{aligned} \quad (44)$$

avec κ coefficient d'absorption par unité de masse, $M_{1,2}$ la masse d'atmosphère, par unité de surface, entre les deux extrémités, c.-à-d. entre la surface et le sommet de l'atmosphère. La dérivée de ce facteur d'échange par rapport à la fraction f de gaz absorbant s'écrit :

$$\frac{\partial O^{ss}}{\partial f} = -\kappa M_{1,2} \exp(-f\kappa M_{1,2}) \quad (45)$$

Ou encore :

$$\frac{\partial O^{ss}}{\partial f} = -\frac{\mathcal{D}_{1,2}}{f} \exp(-\mathcal{D}_{1,2}) \quad (46)$$

avec $\mathcal{D}_{1,2}$ l'épaisseur optique entre les deux extrémités 1 et 2

$$\mathcal{D}_{1,2} = f\kappa M_{1,2} \quad (47)$$

En terme de variation relative on a :

$$\frac{\partial O^{ss}}{O^{ss}} = -\mathcal{D}_{1,2} \frac{\partial f}{f} \quad (48)$$

Échanges volume - surface ou espace

$$\begin{aligned} O^{vs} dm &= \left| \frac{\partial \tau_{\nu,\gamma}}{\partial m} \right| dm \\ &= f\kappa \exp(-f\kappa M_{1,2}) dm \end{aligned} \quad (49)$$

avec $M_{1,2}$ la masse d'atmosphère entre le volume de masse dm et la surface ou le sommet de l'atmosphère. La dérivée de ce facteur d'échange par rapport à f vaut :

$$\begin{aligned} \frac{\partial O^{vs}}{\partial f} dm &= \kappa dm \exp(-f\kappa M_{1,2}) - f\kappa^2 dm M_{1,2} \exp(-f\kappa M_{1,2}) \\ &= \kappa dm (1 - f\kappa M_{1,2}) \exp(-f\kappa M_{1,2}) \end{aligned} \quad (50)$$

Que l'on peut écrire sous la forme

$$\frac{\partial O^{vs}}{\partial f} = \kappa (1 - \mathcal{D}_{1,2}) \exp(-\mathcal{D}_{1,2}) \quad (51)$$

En terme de variation relative on a :

$$\frac{\partial O^{vs}}{O^{vs}} = (1 - \mathcal{D}_{1,2}) \frac{\partial f}{f} \quad (52)$$

Échanges volume - volume

$$\begin{aligned} O^{vv} dm_1 dm_2 &= \left| \frac{\partial^2 \tau_{\nu,\gamma}}{\partial m_1 \partial m_2} \right| dm_1 dm_2 \\ &= f^2 \kappa^2 \exp(-f\kappa M_{1,2}) dm_1 dm_2 \end{aligned} \quad (53)$$

avec $M_{1,2}$ la distance entre les deux volumes d'épaisseur dm_1 et dm_2 . La dérivée par rapport à f vaut :

$$\begin{aligned} \frac{\partial O^{vv}}{\partial f} dm_1 dm_2 &= 2f\kappa^2 \exp(-f\kappa M_{1,2}) dm_1 dm_2 - f^2\kappa^3 M_{1,2} \exp(-f\kappa M_{1,2}) dm_1 dm_2 \\ &= 2f\kappa^2 dm_1 dm_2 \left(1 - \frac{f\kappa M_{1,2}}{2}\right) \exp(-f\kappa M_{1,2}) \end{aligned} \quad (54)$$

Ou encore :

$$\frac{\partial O^{vv}}{\partial f} = f\kappa^2 (2 - \mathcal{D}_{1,2}) \exp(-\mathcal{D}_{1,2}) \quad (55)$$

En terme de variation relative on a :

$$\frac{\partial O^{vv}}{O^{vv}} = (2 - \mathcal{D}_{1,2}) \frac{\partial f}{f} \quad (56)$$

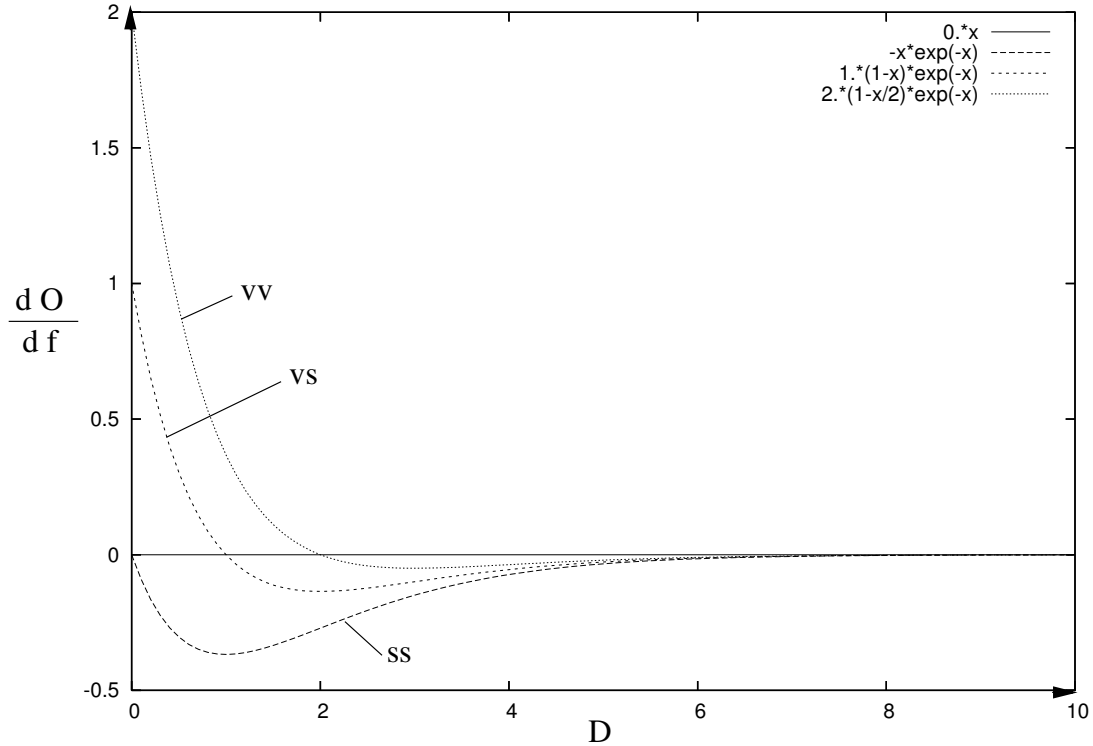


FIG. 27 – Sensibilité $\frac{\partial O}{\partial f}$ des facteurs optiques d'échange entre deux extrémités à une variation de la fraction massique de gaz absorbant en fonction de l'épaisseur optique D entre les deux extrémités. Les extrémités sont deux « surfaces » (ss, tiret), deux volumes de gaz (vv, pointillé) ou un volume de gaz et une surface (vs, tiret court).

Interprétation Sur la Fig. 27, nous avons représenté la dérivée par rapport à la fraction massique de gaz absorbant f , des facteurs d'échange entre deux extrémités selon que ces échanges se font entre la surface et l'espace (Eq. 46), entre un volume et la surface ou l'espace (Eq. 51), ou entre deux volumes de l'atmosphère (Eq. 55). Cette dérivée est tracée en fonction de l'épaisseur optique entre les deux extrémités. De façon arbitraire,

nous avons pris $f = 1$ pour tous les échanges, et pour les échanges entres volumes et volume-surface, nous avons pris également $\kappa = 1$.

Pour les échanges entre la surface et l'espace (ss), la dérivée est toujours négative, c.-à-d. que les échanges entre la surface et l'espace diminuent toujours lorsque la fraction de gaz absorbant augmente, quelque soit l'épaisseur optique de l'atmosphère.

Pour les échanges entre un volume de gaz et l'espace ou la surface (vs), le signe de la dérivée change selon l'épaisseur optique séparant le volume de gaz et l'autre extrémité (espace ou surface). Pour les épaisseurs optiques inférieure à 1, la dérivée est positive, c.-à-d. que les échanges entre les deux extrémités augmentent lorsque la fraction de gaz absorbant augmente. Pour les épaisseur optique supérieur à 1 par contre, la dérivée est négative, les échanges entre les deux extrémités diminuent lorsque la concentration en gaz absorbant augmente. Si on applique ces résultats aux échanges entre l'atmosphère et l'espace, on obtient qu'une augmentation de la quantité de gaz absorbants entraîne une augmentation des échanges radiatifs entre le haut de l'atmosphère et l'espace, mais une diminution des échanges entre le bas de l'atmosphère et l'espace, la limite se situant dans une région telle que l'épaisseur optique entre celle-ci et le sommet de l'atmosphère vaut 1. Cette limite est différente pour chaque coefficient d'absorption et donc pour chaque longueur d'onde.

Pour les échanges entre deux volumes de gaz (vv), ce changement de signe de la dérivée existe également, mais pour une valeur de l'épaisseur optique égale à 2. Selon que l'épaisseur optique séparant les deux extrémités est inférieure ou supérieure à 2, une augmentation de la quantité de gaz absorbant augmentera ou diminuera les échanges radiatifs entre elles.

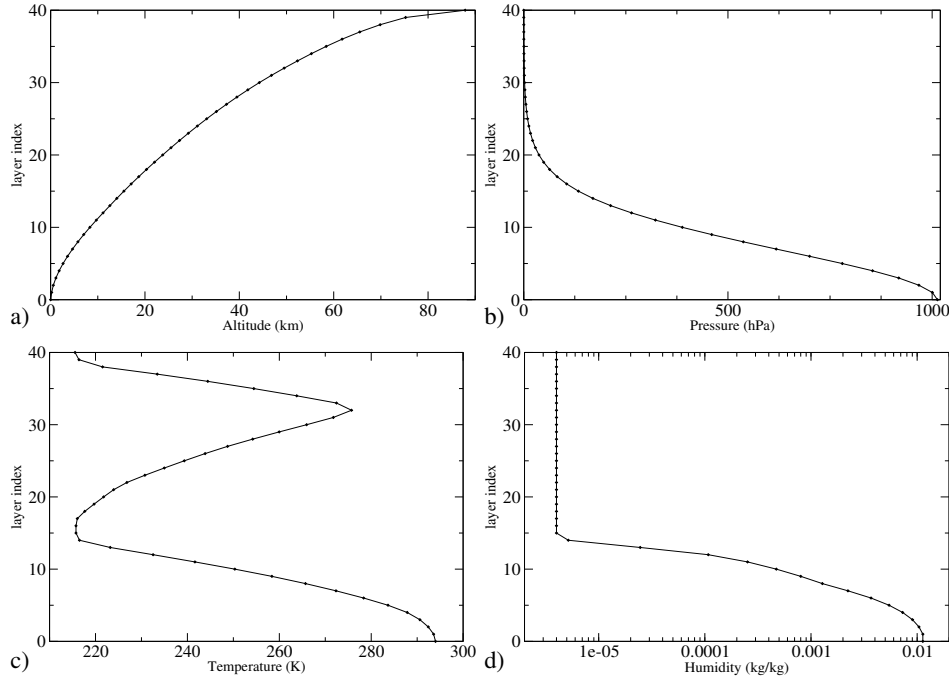


FIG. 28 – Variation en fonction du numéro de la couche atmosphérique (en ordonnée) de l'altitude (a), de la pression (b), de la température (c) et du rapport de mélange de H_2O (d).

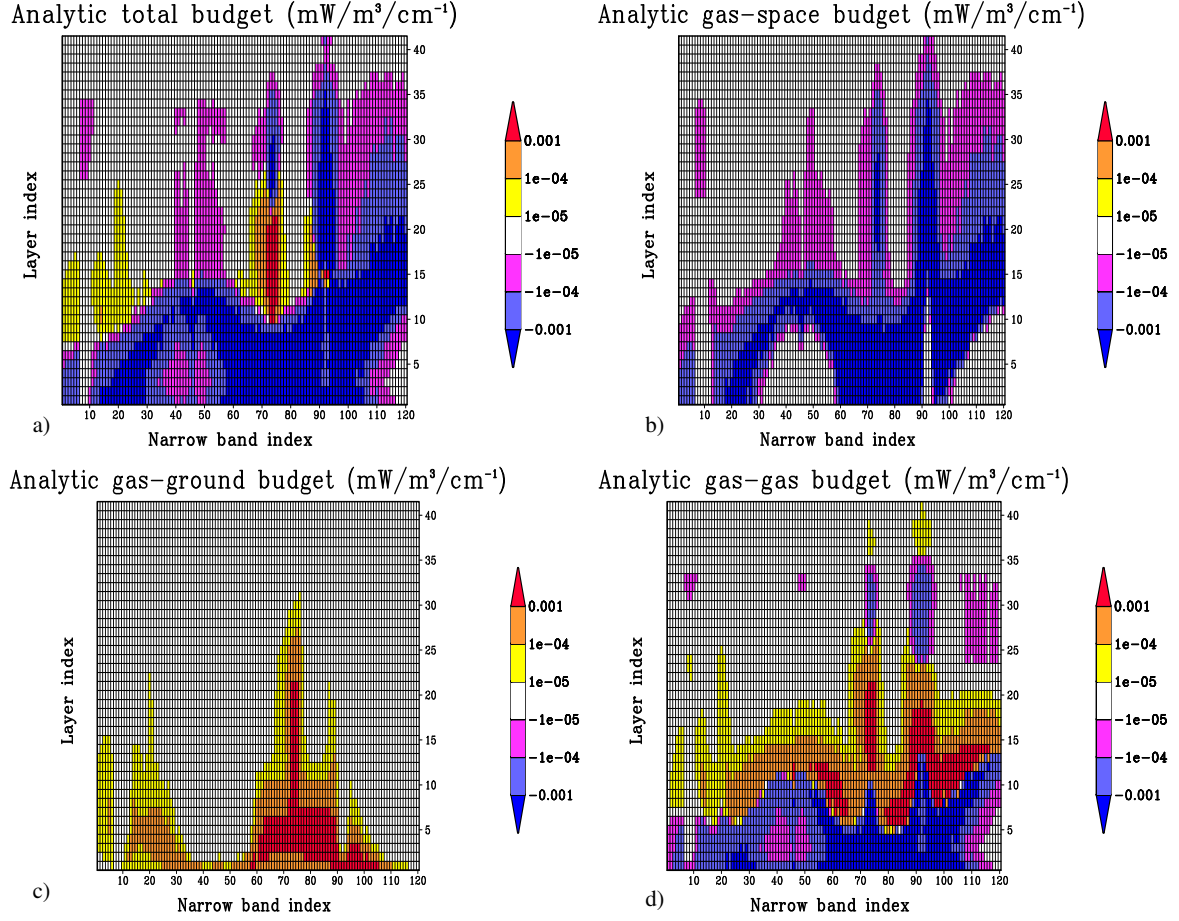


FIG. 29 – Variation en fonction du numéro de bande étroite (en abscisse) et de l'altitude (en ordonnée) du bilan radiatif total (ψ , en a), des échanges radiatifs entre chaque couche de l'atmosphère et l'espace ($\psi^{gas-space}$, en b), le sol ($\psi^{gas-ground}$, en c) et avec les autres couches de l'atmosphère ($\psi^{gas-gas}$, en d) pour le profil de référence.

2.2.2 Augmentation de la concentration de vapeur d'eau

En nous basant sur le cas idéalisé que nous venons de présenter, nous allons maintenant interpréter en détail comment les échanges radiatifs sont modifiés lorsque l'on change la concentration de différents gaz à effet de serre : H_2O , CO_2 ... Nous utilisons le même modèle à bande étroite que dans (Eymet et al., 2004) (cf. Sec. 2.1.4, p. 47), avec le même nombre et la même numérotation des bandes étroites, mais avec un maillage vertical très différent : dans (Eymet et al., 2004) nous avons utilisé un maillage verticale avec 50 niveaux de type GCM, avec peu de mailles dans la stratosphère, la tropopause étant vers le niveau 41 pour le profil MLS (mid latitude summer). Ici nous utilisons le même profil atmosphérique mais avec un maillage très différent, comportant 41 niveaux verticaux dont les 2/3 environ dans la stratosphère, la tropopause se situant vers le niveau 15 (Fig. 28). Ce profil a été utilisé par Collins et al. (2006) dans leur exercice d'inter-comparaison de codes radiatifs. Nous montrons un exemple de résultats Fig. 29.

Pour l'augmentation de la concentration de vapeur d'eau, nous faisons comme Collins et al. (2006) : partant du profil MLS, la concentration de H_2O est augmentée de 20%.

Variation globale des échanges D'un point de vue global, l'accroissement de la concentration de H_2O de 20% diminue le refroidissement radiatif de la surface de 12.1 W.m^{-2} et augmente celui de l'atmosphère 8.1 W.m^{-2} . L'espace reçoit moins d'énergie (-4.0 W.m^{-2}), ce qui signifie que l'ensemble « surface + atmosphère » perd moins d'énergie vers l'espace.

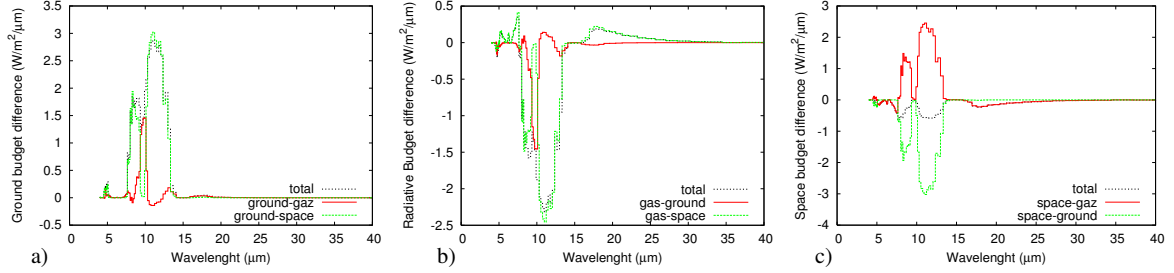


FIG. 30 – Variation en fonction de la longueur d'onde (en μm) du bilan de chacune des trois composantes (a-surface, b-atmosphère et c-espace) et des échanges entre elles en réponse à une augmentation de la concentration de H_2O de 20%.

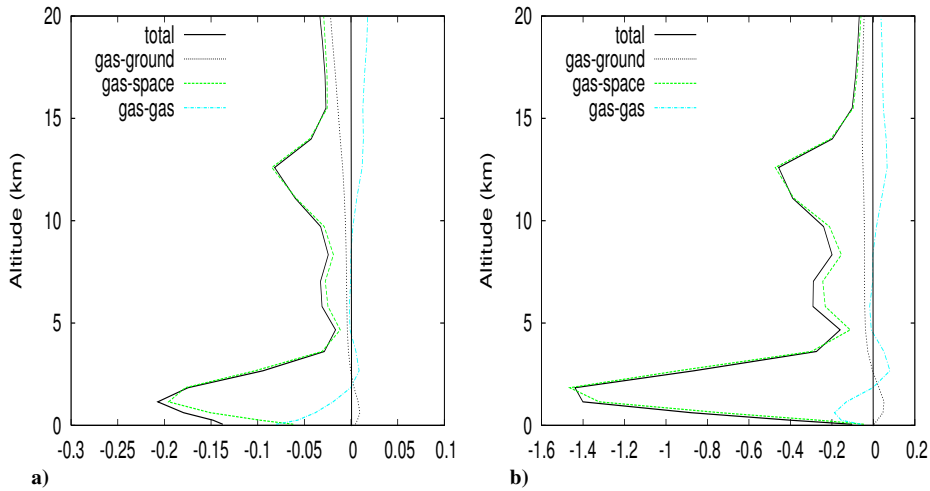


FIG. 31 – Variation en fonction de l'altitude (de 0 à 20 km) du bilan radiatif, des échanges avec la surface, avec l'espace et avec le reste de l'atmosphère en réponse à une augmentation de la concentration de H_2O de 20%. Cette différence est exprimée en K/jour (a) ou en W.m^{-2} (b)

Pour la surface, une augmentation de H_2O diminue le refroidissement radiatif à la fois avec l'espace avec l'atmosphère (Fig. 30-a). Ces variations des échanges radiatifs ont essentiellement lieu dans la fenêtre de transparence de l'atmosphère, entre 8 et 13 μm . Les variations des échanges entre la surface et l'espace sont beaucoup plus élevées que celles des échanges entre la surface et l'atmosphère, sauf dans la bande d'absorption de l'ozone à $9.7\mu\text{m}$, où ce sont les variations des échanges surface-atmosphère qui dominent.

Pour l'atmosphère, une augmentation de H_2O diminue son réchauffement par la surface, surtout dans la bande d'absorption de l'ozone à $9.7\mu\text{m}$ (Fig. 30-b, rouge) et augmente son refroidissement par l'espace (Fig. 30-b, vert). Enfin l'espace reçoit moins d'énergie par

échange avec la surface (Fig. 30-c, vert) mais plus par échange avec l'atmosphère (Fig. 30-c, rouge), le bilan de ces deux effets étant une légère diminution des échanges. En effet, la température de l'atmosphère est plus faible que celle de la surface. Ces variations des échanges ont principalement lieu dans la fenêtre de transparence de l'atmosphère, mais aussi entre 15 et 30 μm où les échanges avec l'atmosphère diminuent.

Si on considère le profil vertical de la variation de bilan radiatif moyennée sur tout le spectre, on remarque que l'accroissement de H_2O conduit à une augmentation du refroidissement radiatif sur toute la hauteur de l'atmosphère (Fig. 31). Cette valeur plus élevée du refroidissement provient essentiellement de l'augmentation des échanges entre l'atmosphère et l'espace. Les changements à l'intérieur de l'atmosphère ou entre l'atmosphère et la surface jouent un rôle secondaire lorsque l'on considère la moyenne sur tout le spectre. Le bas de l'atmosphère est d'avantage réchauffée par la surface alors que le haut de l'atmosphère est moins réchauffée, ce qui crée une anomalie négative.

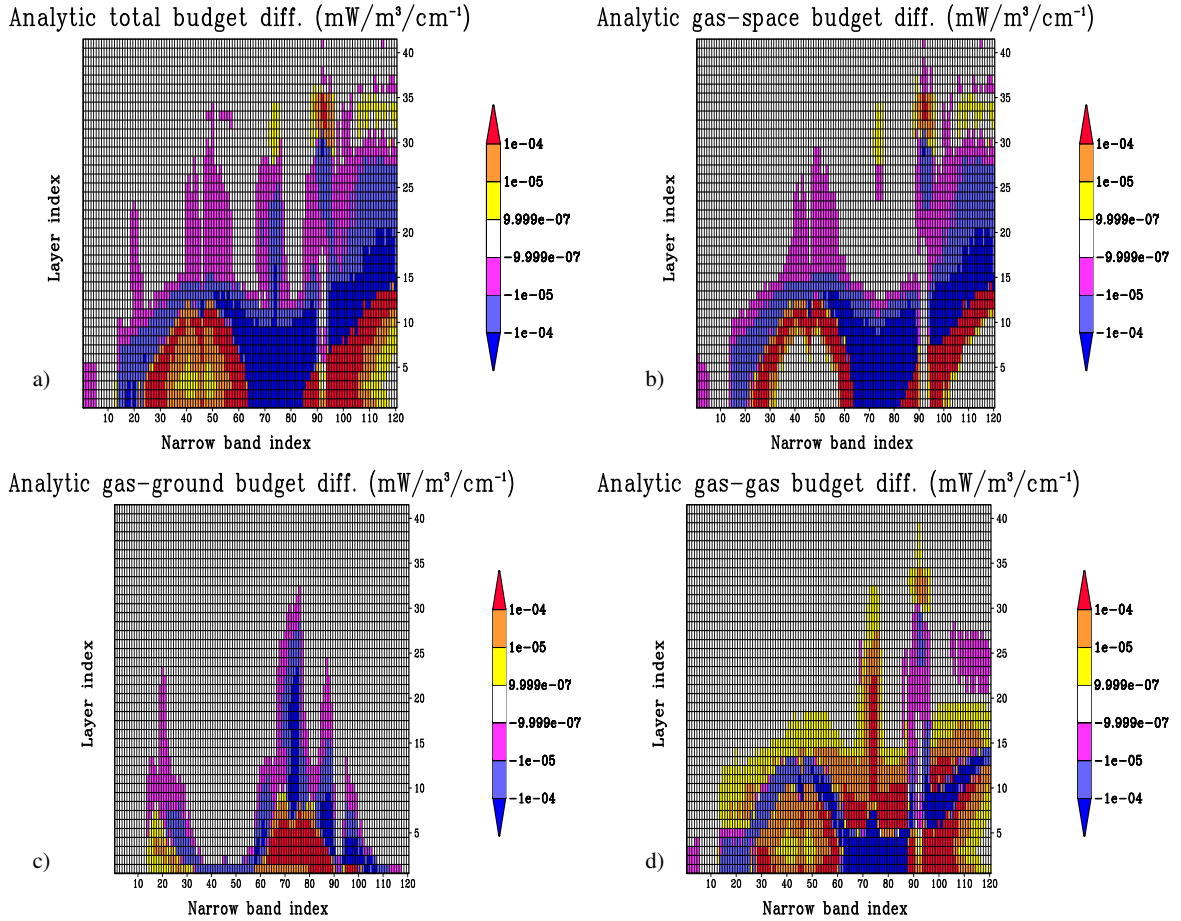


FIG. 32 – Variation en fonction du numéro de bande étroite (en abscisse) et de l'altitude (en ordonnée) du changement du bilan radiatif total (ψ , en a), des échanges radiatifs entre chaque couche de l'atmosphère et l'espace ($\psi^{gas-space}$, en b), le sol ($\psi^{gas-ground}$, en c) et avec les autres couches de l'atmosphère ($\psi^{gas-gas}$, en d). Ces changements correspondent à une augmentation de la concentration de H_2O de 20%.

Analyse des variations des échanges nets. Considérons tout d'abord les échanges entre les mailles atmosphériques et l'espace. Comme la température de l'atmosphère est plus élevée que celle de l'espace, ces échanges sont toujours et partout négatifs, l'atmosphère se refroidit toujours par échange avec l'espace (Fig. 29). Lorsque la concentration de H_2O augmente ce refroidissement augmente dans la haute atmosphère (Fig. 32-b). Nous sommes dans une situation où l'épaisseur optique entre chaque couche de l'atmosphère et l'espace est inférieur à 1, donc l'augmentation de la quantité de gaz absorbant *augmente* le facteur optique d'échange et donc *augmente* le refroidissement radiatif (cf. Fig. 27). Dans la fenêtre de transparence (entre 8 et 13 μm , c.-à-d. pour les bandes étroites n° 65 à 85 environ), l'atmosphère est peu absorbante jusqu'au sol, et le refroidissement radiatif de l'atmosphère augmente jusqu'au sol lorsque la concentration de H_2O augmente. Dans les bandes d'absorption situées de part et d'autre de la fenêtre de transparence, on voit qu'en partant du haut de l'atmosphère, le refroidissement d'abord augmente, puis diminue (la différence du bilan est positive) et devient quasiment nul près de la surface. Nous sommes dans une situation où l'épaisseur optique entre les couches de l'atmosphère et l'espace est d'abord inférieur à 1, puis dépasse 1 et continue à augmenter lorsque l'on descend dans l'atmosphère. Lorsque l'épaisseur optique entre l'atmosphère et l'espace devient supérieur à 1, une augmentation de la quantité de gaz absorbant *diminue* le facteur optique d'échange (cf. Fig. 27) et donc *diminue* le refroidissement radiatif, ce qui crée un réchauffement. Lorsque l'on s'approche de la surface, l'épaisseur optique est telle que ce réchauffement tend vers zéro.

Pour les échanges entre la surface et l'atmosphère (Fig. 32-c), le raisonnement est identique au précédent, mais inversé : la température de la surface est toujours plus élevée que celle de l'atmosphère, et l'épaisseur optique entre la surface et les couches de l'atmosphère augmente lorsque l'on monte dans l'atmosphère. Dans les bandes d'absorption de H_2O , l'épaisseur optique entre l'atmosphère et la surface est très élevée sur toute la hauteur de l'atmosphère. Une augmentation de H_2O diminue les facteurs optiques d'échange et donc diminue le réchauffement de l'atmosphère par la surface, ce qui crée un léger refroidissement. Dans la fenêtre de transparence, l'épaisseur optique entre le bas de l'atmosphère et la surface est faible ; le facteur optique d'échange et donc le réchauffement par la surface augmente lorsque la vapeur d'eau augmente. Ceci n'est plus le cas dans la haute atmosphère où l'épaisseur optique entre la surface et l'atmosphère devient grande, et la sensibilité du facteur optique d'échange à une augmentation de H_2O change de signe.

En terme de changement de bilan global (Fig. 32-a), on peut remarquer que les termes dominants sont ceux provenant des changements des échanges radiatifs avec l'espace, mais que les changements des échanges à l'intérieur de l'atmosphère ne sont pas négligeables (Fig. 32-d). Nous allons maintenant analyser ces derniers plus en détails.

Analyse des variations des échanges à l'intérieur de l'atmosphère La matrice des puissances nettes échangées pour l'atmosphère de référence est représentée Fig. 33-a. Considérons les échanges d'une couche i (on se place sur la ligne i de la matrice des PNE) : si on est dans la troposphère, c.-à-d. en dessous de la couche 15 environ, les échanges de cette couche i avec les couches du dessous sont positifs (ces mailles, de température plus élevée, chauffent la maille i) tandis qu'ils sont négatifs avec les mailles du dessus (dont la température est plus faible). Le signe des échanges entre couche atmosphérique suit le gradient vertical de température. Celui-ci change deux fois : à la tropopause située vers la couche n° 15 et à la stratopause située vers la couche n° 32. Ces deux changements sont associés à des changements de signes des échanges entre couches atmosphériques bien visibles sur la figure 33-a.

Analysons maintenant comment ces échanges varient lorsque la concentration en H_2O augmente. Dans la fenêtre de transparence de l'atmosphère, les choses sont assez simples : le signe des changements des PNE (Fig. 33-c) est identique à celui de la matrice initiale des PNE (Fig. 33-a). L'épaisseur optique entre les couches atmosphériques est inférieur

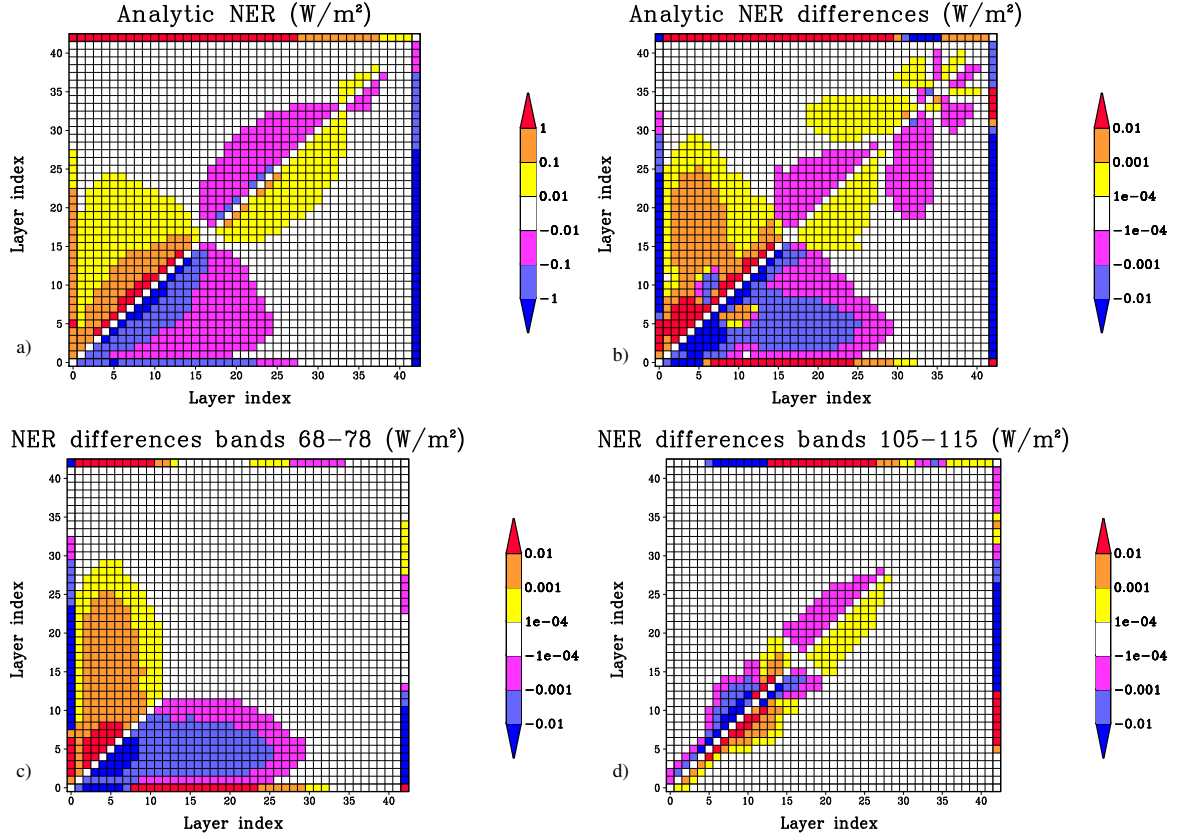


FIG. 33 – Matrice des PNE pour l’atmosphère de référence (a) et variation de cette matrice en réponse à une augmentation de la concentration de H_2O de 20% sur tout le spectre (b), dans la fenêtre de transparence de l’atmosphère (c, intervalles spectraux 68-78) et dans une bande d’absorption de H_2O (d, intervalles spectraux 105-115).

à 2, et une augmentation de la quantité de gaz absorbant augmente les facteurs optiques d’échange entre les couches de l’atmosphère, et donc les échanges radiatifs (en valeur absolue). Dans la basse atmosphère, les mailles du dessus sont d’avantage réchauffées par celles d’en dessous (dont la température est plus élevée), et symétriquement les mailles d’en dessous sont d’avantage refroidies par les échanges avec celles du dessus. Dans la haute atmosphère, l’épaisseur optique devient extrêmement faible et la variation des échanges devient quasiment nulle.

Dans les bandes d’absorption de H_2O , les échanges radiatifs sont modifiés sur toute la hauteur de l’atmosphère et il faut distinguer deux régions (Fig. 33-d). Au dessus de la couche n° 12, le signe des changements de PNE est identique à celui des échanges initiaux. L’épaisseur optique entre couches est faible, l’augmentation de la concentration de H_2O se traduit par une augmentation des facteurs optiques d’échanges, et donc par une augmentation de la valeur absolue des échanges entre couches. En dessous de la couche n° 12, on est dans la situation contraire : le signe du changement de ces échanges est opposé à celui des échanges initiaux. L’épaisseur optique entre couches est forte, l’augmentation de H_2O diminue les facteurs optiques d’échanges, et donc diminue la valeur absolue des échanges radiatifs entre couches. Plus on se rapproche de la surface, plus l’épaisseur optique est élevée et les variations des PNE deviennent quasiment nulles.

Si on considère les changements de PNE sur tout le spectre (Fig. 33-b), on remarque

que les échanges dans la fenêtre de transparence régissent les changements dans la basse atmosphère tandis que les échanges dans les bandes d'absorption régissent les changements dans la haute atmosphère.

2.2.3 Augmentation de la concentration de CO₂

Pour l'augmentation de la concentration de CO₂, nous considérons une augmentation de 287 à 584 ppmv, qui correspond à un doublement de la concentration par rapport à celle de 1860 (différence des cas 2b et 1a de Collins et al. (2006)).

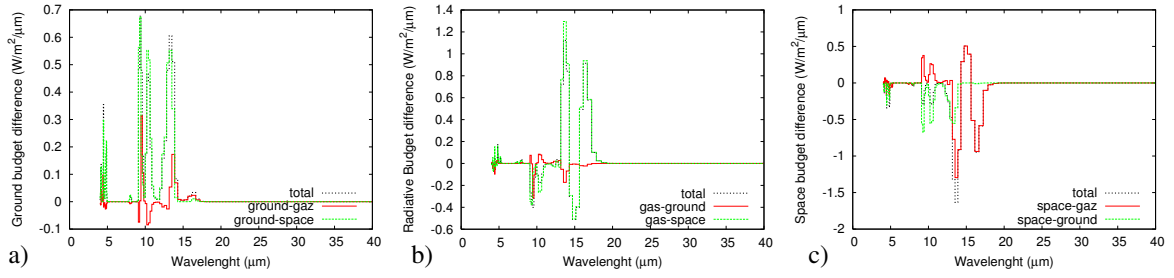


FIG. 34 – Variations en fonction de la longueur d'onde (en μm) du bilan de chacune des trois composantes (a-surface, b-atmosphère et c-espace) et des échanges entre elles en réponse à un doublement de la concentration de CO₂.

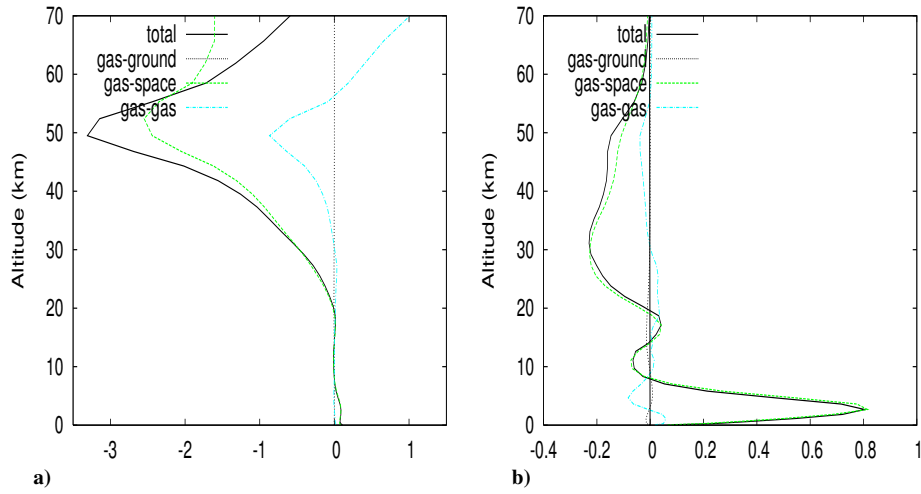


FIG. 35 – Variations en fonction de l'altitude (de 0 à 70 km) du bilan radiatif, des échanges avec la surface, avec l'espace et avec le reste de l'atmosphère en réponse à un doublement de la concentration de CO₂ (de 287 à 574 ppmv). Cette différence est exprimée en K/jour (a) ou en W.m^{-2} (b)

Variation globale des échanges D'un point de vue global, nous obtenons que le doublement de la concentration de CO₂ diminue le refroidissement radiatif de la surface de 1.5 W.m^{-2} et diminue celui de l'atmosphère 1.3 W.m^{-2} . L'espace reçoit donc moins d'énergie : -2.8 W.m^{-2} . On est dans une situation très différente de celle correspondant à

une augmentation de H_2O , pour laquelle l'atmosphère perdait plus d'énergie vers l'espace (cf. section précédente).

Pour la surface, une augmentation de CO_2 diminue le refroidissement radiatif vers l'espace mais modifie peu les échanges avec l'atmosphère (Fig. 34-a). Ces variations des échanges radiatifs ont essentiellement lieu sur les bords de la bande d'absorption à $15\ \mu\text{m}$, les variations au centre de la bande, où l'absorption est la plus forte, étant presque nulle. On voit également une variations de ces échanges dans la bande à $4.7\ \mu\text{m}$. Pour l'atmosphère, une augmentation de CO_2 modifie très peu son réchauffement par la surface et diminue son refroidissement par l'espace, sauf au centre de la bande à $15\ \mu\text{m}$ (Fig. 34-b, vert). Enfin l'espace reçoit moins d'énergie aussi bien via les échanges avec la surface (Fig. 34-c, vert) que via ceux avec l'atmosphère (Fig. 34-c, rouge). Ces variations des échanges ont principalement lieu sur les bords de la bande d'absorption à $15\ \mu\text{m}$.

Si on considère le profil vertical de la variation du bilan radiatif de l'atmosphère, on remarque que l'accroissement de CO_2 réchauffe la basse atmosphère et refroidit la stratosphère (Fig. 35). On voit que ces variations du bilan sont dominées par la variation des échanges entre l'atmosphère et l'espace, les variations des échanges entre l'atmosphère et la surface ou entre une couche atmosphérique et le reste de l'atmosphère étant nettement plus faibles.

Analyse des variations des échanges nets. L'absorption par le CO_2 a lieu principalement dans deux bandes spectrales (à $4.7\ \mu\text{m}$ et à $15\ \mu\text{m}$) et une variations de la concentration en CO_2 n'affecte les échanges que dans un domaine spectral limité.

Les échanges avec l'espace refroidissent toujours l'atmosphère, et lorsque la concentration de CO_2 augmente ce refroidissement augmente dans la stratosphère (Fig. 36-b). Nous sommes dans une situation où l'épaisseur optique entre chaque couche de l'atmosphère et l'espace est inférieur à 1, donc l'augmentation de la quantité de gaz absorbant *augmente* le facteur optique d'échange et donc *augmente* le refroidissement radiatif (cf. Fig. 27). Plus bas dans l'atmosphère, l'augmentation du CO_2 réchauffe l'atmosphère, c'est à dire que les échanges avec l'espace se réduisent. C'est cohérent avec l'analyse basée sur des échanges monochromatiques : lorsque l'épaisseur optique entre l'atmosphère et l'espace devient supérieur à 1, une augmentation de la quantité de gaz absorbant *diminue* le facteur optique d'échange (cf. Fig. 27) et donc *diminue* le refroidissement radiatif, ce qui crée un réchauffement. Lorsque l'on s'approche de la surface, l'épaisseur optique est telle que ce réchauffement tend vers zéro au centre de la bande à $15\ \mu\text{m}$, qui est extrêmement absorbante..

Les échanges entre la surface et l'atmosphère réchauffent toujours celle-ci car la température de surface est la plus élevée. Au milieu de la bande d'absorption à $15\ \mu\text{m}$, l'épaisseur optique entre l'atmosphère et la surface est très élevée sur toute la hauteur de l'atmosphère. Une augmentation de CO_2 diminue les facteurs optiques d'échange et donc diminue le réchauffement de l'atmosphère par la surface, ce qui crée un léger refroidissement (Fig. 36-c). Ce n'est que sur les bords de cette bande que l'épaisseur optique est assez faible pour qu'une augmentation de CO_2 augmente (puis éventuellement diminue lorsque l'on monte d'avantage dans l'atmosphère) les facteurs optiques d'échange, et donc le réchauffement par la surface.

En ce qui concerne les échanges à l'intérieur de l'atmosphère, la matrice des puissances nettes échangées montre qualitativement le même type de modification lorsque l'on augmente la concentration de CO_2 (Fig. 37) que lorsque l'on augmente la concentration de H_2O . Quantitativement, la principale différence est qu'avec une augmentation de CO_2 , la variation des échanges est nettement plus importante dans la haute atmosphère. On peut également remarquer que dans la basse troposphère, la variation des échanges entre mailles voisines (Fig. 37-b) est dominée par l'effet des bandes très absorbantes (Fig. 37-d), et pour l'effet des bandes peu absorbantes (Fig. 37-c) comme pour le H_2O .

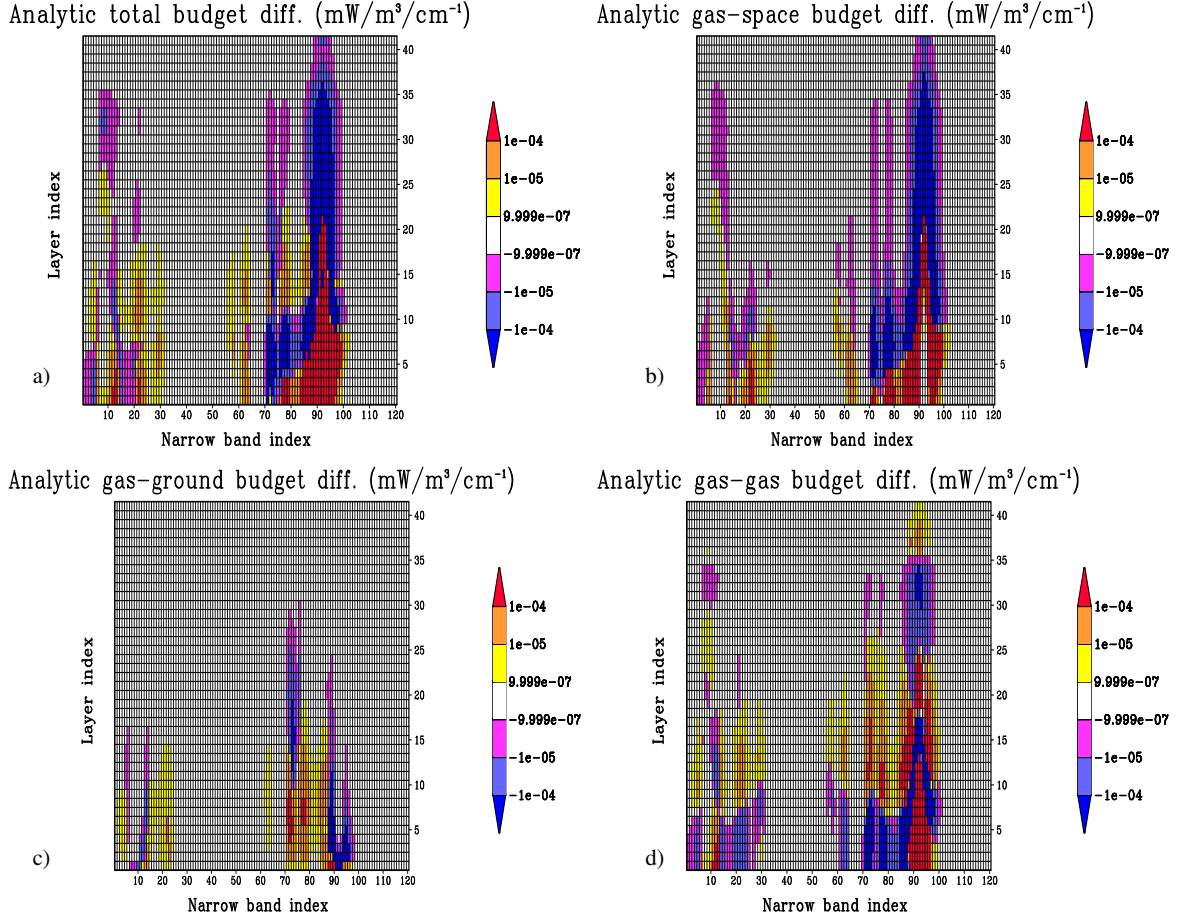


FIG. 36 – Variation en fonction du numéro de bande étroite (en abscisse) et de l'altitude (en ordonnée) du changement du bilan radiatif total (ψ , en a), des échanges radiatifs entre chaque couche de l'atmosphère et l'espace ($\psi^{gas-space}$, en b), le sol ($\psi^{gas-ground}$, en c) et avec les autres couches de l'atmosphère ($\psi^{gas-gas}$, en d). Ces changements correspondent à un doublement de la concentration de CO_2

2.3 L'effet de serre sur Mars et Venus

2.3.1 L'atmosphère martienne

L'atmosphère martienne est une atmosphère fine (la pression au sol est d'environ 700 Pa pour une gravité égale à environ un tiers de celle de la Terre), principalement constituée de CO_2 . A partir d'un code radiatif bande large précédemment développé par Hourdin (1992), nous avons reformulé le modèle original pour l'exprimer en puissances nettes échangées, analysé les échanges radiatifs dans le cadre de ce formalisme puis cherché en quoi celui-ci pouvait aider à écrire et à optimiser un code radiatif pour un GCM. La réalisation pratique de ce travail a été menée à bien principalement par Christophe Hourdin et il a été synthétisé dans un article (Dufresne et al., 2005a).

Le code radiatif original (Hourdin, 1992) prend en compte l'absorption par la bande à $15\mu\text{m}$ du CO_2 . Cette bande est décomposée à deux bandes larges, l'une correspondant au centre de la bande d'absorption (de 635 à 705 cm^{-1}), l'autre aux bords (de 500 à 635 cm^{-1} , et de 705 à 865 cm^{-1}). Ce code découle de celui développé pour l'atmosphère terrestre par

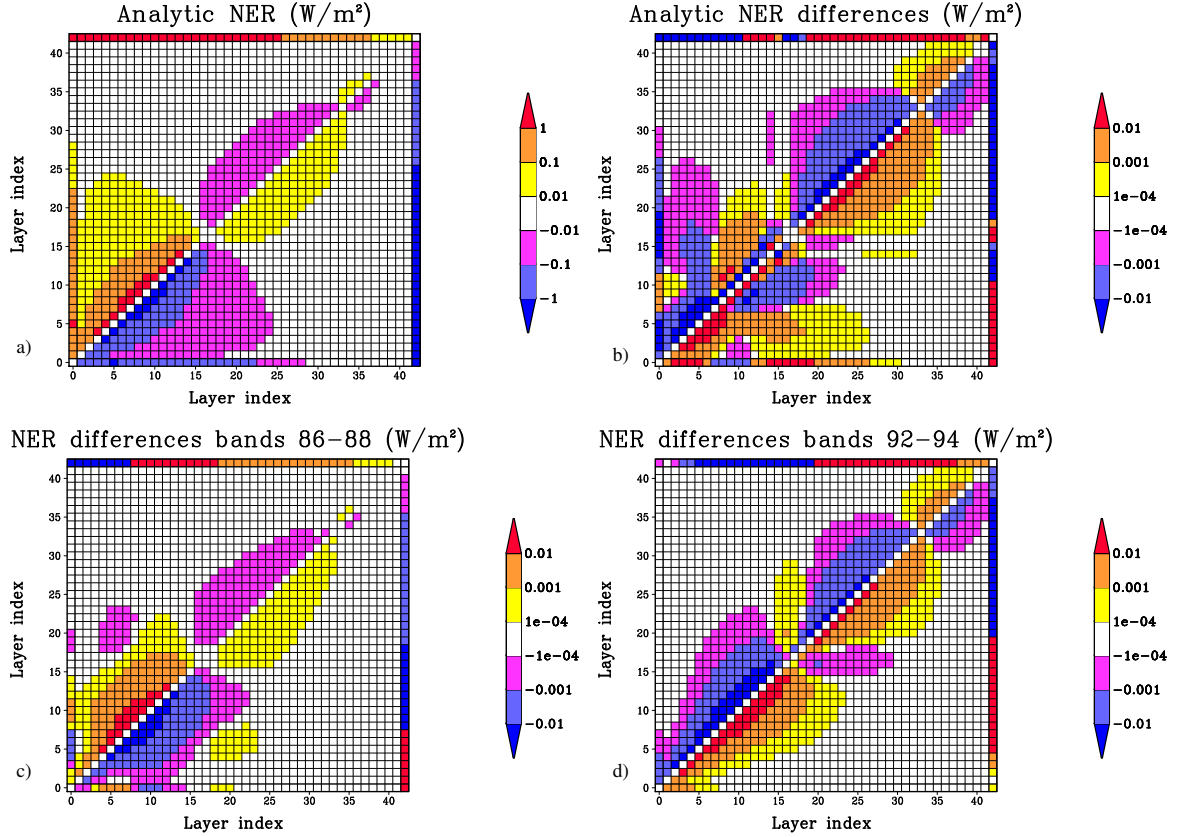


FIG. 37 – Matrice des PNE pour l’atmosphère de référence (a) et variation de cette matrice en réponse à un doublement de la concentration de CO_2 sur tout le spectre (b), sur le bord (c, intervalles spectraux 86-88) et au milieu (d, intervalles spectraux 92-94) de la bande d’absorption à $15 \mu\text{m}$

Morcrette (1990) : il utilise une formulation en flux dont la résolution est basée sur une méthode en « absorptivité-émissivité ». Dans chaque bande large, la transmissivité est approchée par une fonction de Padé, c.-à-d. un rapport de polynômes, avec une quantité équivalente d’absorbant qui dépend de la pression et de la température (Morcrette et al., 1986).

Sur Mars, les tempêtes de poussières modifient fortement les échanges radiatifs, aussi bien dans le domaine des « ondes courtes » (SW, solaire) que des « ondes longues » (LW, infra-rouge thermique). Dans la bande de CO_2 , déjà très absorbante, nous négligeons la diffusion par ces poussières et ne prenons en compte que leurs effets sur l’absorption. À l’extérieur de la bande d’absorption, l’absorption et la diffusion par les poussières sont calculées à l’aide d’un algorithme de Toon et al. (1989). Dans le cas de l’atmosphère terrestre, nous avons montré que la diffusion par les poussières avait un effet significatif sur les taux de chauffage dans les fenêtres de transparence, mais par contre un effet très faible dans les régions spectrales où l’absorption est forte (Dufresne et al., 2002b).

La représentation graphique de la matrice des PNE pour une atmosphère sans poussière ni nuage permet de bien mettre en évidence les aspects suivants (Fig. 38) : importance des échanges entre chacune des mailles et les « frontières » de l’atmosphère (surface et espace), importance des échanges avec les mailles voisines et décroissance rapide de ces échanges avec la distance entre les mailles.

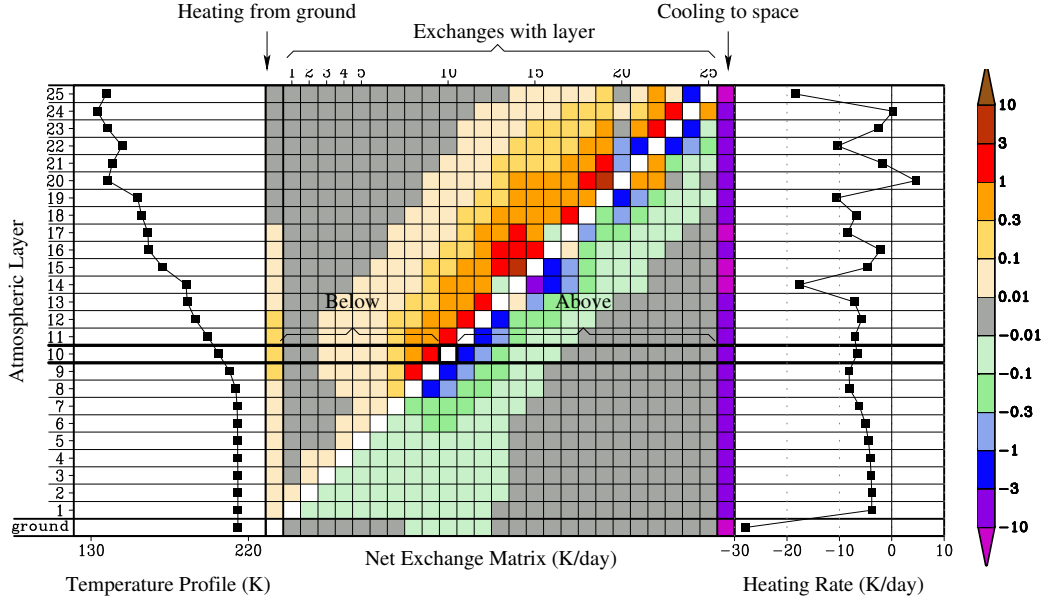


FIG. 38 – Représentation des échanges radiatifs dans l'atmosphère martienne. À gauche : profil de température (K), au milieu matrice des puissances nettes échanges (en K/jour) et à droite bilan radiatif infra-rouge (K/jour). L'axe vertical est le numéro de la couche.

Pour des raisons de temps de calcul, le code radiatif original n'était appelé qu'une fois tous les deux pas de temps. Nous avons cherché à utiliser la possibilité offerte par la formulation en PNE de calculer les différents échanges radiatifs à des fréquences différentes pour réduire ce temps de calcul sans perdre de précision par rapport à la solution originale, voir en en regagnant. Nous avons montré (Dufresne et al., 2005a) que lorsque le profil de température à l'intérieur de chacune des mailles de l'atmosphère était linéaire³⁵, l'échange radiatif entre une paire quelconque de maille i, j pouvait se mettre sous la forme suivante, pour une bande spectrale n :

$$\psi_n(i, j) = O_n(i, j) (B_n(T_j) - B_n(T_i)) \quad (57)$$

avec $O_n(i, j)$, facteur optique d'échange entre les mailles i et j pour la bande spectrale n et $B_n(T)$ l'émittance du corps noir à la température T pour la bande spectrale n . Le calcul de l'émittance du corps noir est immédiate tandis que celle du facteur optique d'échange est coûteuse; nous avons donc cherché à diminuer la fréquence à laquelle ces facteurs optiques étaient calculés. En nous basant sur l'analyse de la matrice des PNE, nous sommes arrivés à la configuration suivante : à chaque pas de temps sont recalculés les emittances du corps noir et les facteurs optiques d'échanges entre chaque maille et la surface et l'espace, tandis que tous les autres facteurs optiques d'échanges sont recalculés seulement 4 fois par jour. Cette solution est deux fois moins coûteuse en temps calcul que la solution originale (calcul complet un pas de temps sur deux) alors que l'erreur qu'elle induit est environ 8 fois plus faible. Un avantage supplémentaire important est que le coût calcul croît linéairement avec le nombre de mailles verticales, et non plus quadratiquement comme la formulation originale.

Lorsque le maillage vertical augmente fortement, on constate l'apparition d'instabilités numériques dans la haute atmosphère. Nous avons pu déterminer que les échanges radiatifs jouaient un rôle clef dans cette instabilité, et dans le cadre de la formulation en PNE nous

³⁵ou quadratique si les deux mailles ont la même épaisseur

avons pu proposer et mettre en oeuvre une solution simple pour résoudre ce problème. Si on linéarise à chaque pas de temps l'émittance du corps noir en fonction de la température, alors les échanges entre chaque maille et l'espace ou la surface et les échanges entre mailles adjacentes sont une simple fonction linéaire de la température. Ces échanges radiatifs s'expriment comme le produit d'un vecteur de température et d'une matrice tri-diagonale. Ce système peut donc être résolu de façon très efficace, et l'utilisation de schéma implicite ou semi-implicite supprime toute instabilité.

Sur Mars, l'émissivité de la surface peut être inférieure à 1, en particulier sur la calotte de CO₂. Lorsque la surface est réfléchissante, le code radiatif original (de même que d'autres codes à bandes larges) traite ces réflexions de façon très grossière, en ajoutant le rayonnement réfléchi au rayonnement émis par la surface. Cette façon de procéder est exacte pour un rayonnement monochromatique mais faux pour un rayonnement intégré sur une bande spectrale étroite ou large. Nous avons pu montrer que l'erreur introduite par cette approximation était considérable, en tous cas plusieurs fois supérieure à l'effet d'une émissivité différente de 1. Un calcul exact est possible, mais double le temps de calcul. Nous recommandons donc soit de faire un calcul exact, soit de faire l'hypothèse que l'émissivité vaut 1.

2.3.2 L'atmosphère vénusienne

L'atmosphère vénusienne est extrêmement différente de celle martienne. Elle est très opaque au rayonnement infra-rouge, la pression au sol est d'environ 70 bars, pour une gravité proche de celle de la Terre, et l'atmosphère est principalement constituée de CO₂ (96.5%). Le profil de température décroît à peu près linéairement en fonction de l'altitude, d'environ 735K près de la surface à 150K vers 90 km d'altitude. Vu les pressions et les dimensions en jeu, l'épaisseur optique de l'atmosphère de Vénus dans l'infra-rouge est considérable, et il n'y a quasiment pas de fenêtre de transparence. Seules exceptions, quelques fenêtres dans le proche infra-rouge, entre 1 et 2.3 μm . Entre 40 et 60 km d'altitude se trouvent des nuages dont les gouttes sont constituées d'un mélange H₂SO₄/H₂O et qui sont très diffusantes dans le proche infra-rouge.

Calculer le bilan radiatif dans des conditions aussi extrêmes que celles de Venus est délicat et nous avons choisi d'utiliser une intégration par Monte-Carlo en se basant sur une formulation en PNE. Ce travail a été réalisé par Vincent Eymet, au laboratoire Laplace de Toulouse, dans le cadre d'un post-doc CNES Eymet et al. (smi). Ce travail a d'abord nécessité de construire un code radiatif permettant de faire un calcul de référence des échanges radiatifs et des facteurs optiques d'échanges, pour une composition prescrite de l'atmosphère.

Calculer par Monte-Carlo les échanges radiatifs pour des épaisseurs optiques très élevées est réputé très difficile. Dans le cadre de la formulation en PNE, des algorithmes adaptés à ces milieux optiquement très épais ont été développés, d'abord pour des milieux uniquement absorbants (de Lataillade et al., 2002b), puis pour des milieux également diffusants (Eymet et al., 2005). Il devenait alors possible de calculer les échanges radiatifs infra-rouge pour l'atmosphère de Venus.

Pour un profil standard de température et pression (Venus International Reference Atmospher, VIRA, (Kliore et al., 1986)) et avec un nuage « standard », nous avons calculé les échanges radiatifs et tracé Fig. 39 la matrice des puissances nettes échangées. Comme sur Terre, le nuage forme un écran qui coupe la matrice des échanges en deux. Mais il existe de très nombreuses différences qui résultent directement de l'épaisseur optique bien plus élevée de l'atmosphère de Venus. Par exemple le bas du nuage n'échange pas de rayonnement avec la bas de l'atmosphère et avec la surface. Dans la région où la pression est très forte, particulièrement sous le nuage, les échanges à l'intérieur de l'atmosphère décroissent très rapidement avec la distance entre les deux mailles. De même, les échanges entre la surface et l'atmosphère décroissent très fortement avec l'altitude.

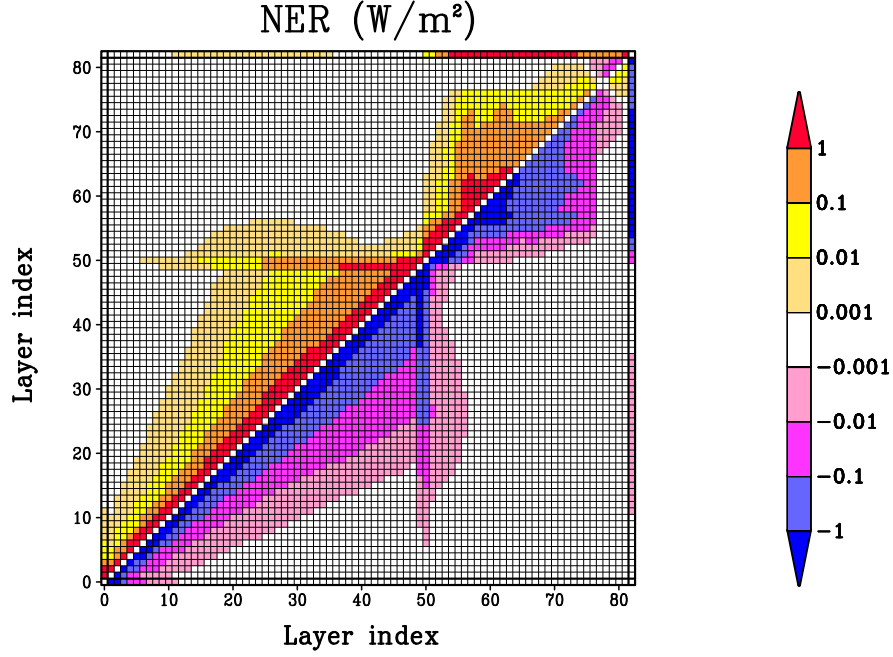


FIG. 39 – Représentation de la matrice des puissances nettes échanges (en W.m^{-2}) pour l'atmosphère vénusienne. L'axe vertical est le numéro de la couche (Eymet et al., smi).

On peut néanmoins remarquer l'existence d'échanges entre les couches atmosphériques numéro 15 à 35 et l'espace. Ces échanges sont possibles grâce aux quelques fenêtres de transparence de l'atmosphère de Venus, à la haute température de l'atmosphère, et à la valeur élevée du coefficient de diffusion simple des gouttes de la couche nuageuse.

Un code radiatif a ensuite été implémenté dans le GCM de Venus en utilisant la même approche que pour Mars (cf. Eq. 57). À partir des coefficients optiques d'échanges pré-calculés par Monte-Carlo et de la fonction de Planck, les échanges nets et les bilans radiatifs sont calculés pour chaque bande étroite. Cette méthode suppose que la composition de l'atmosphère de Venus reste constante, mais est très efficace et très précise Eymet et al. (smi), et a permis de commencer à faire des premières études de super-rotation.

3 Simulations des changements du climat de la Terre dus aux activités humaines

3.1 Les modèles climatiques

3.1.1 Histoire de leur développement

Pour estimer les changements de la température moyenne de la surface de la Terre en réponse à différents forçages radiatifs (éclairage solaire, gaz à effet de serre...), on peut tout d'abord utiliser des modèles purement radiatifs. Avec ces modèles, on peut calculer facilement et précisément les changements de température moyennant quelques simplifications draconiennes : on suppose que seules les températures changent, et que ces changements n'affectent que la fonction de Planck sans modifier aucune propriété radiative ni de l'atmosphère ni de la surface. En prenant comme exemple un doublement de CO_2 , on obtient un accroissement de température de $1,2 \pm 0,1^\circ\text{C}$. Cependant ces hypothèses simplificatrices sont trop fortes car si la température change, toutes les autres grandeurs décrivant le climat changent aussi : humidité, vent, nuages, pluies, couverture neigeuse etc... Ces changements peuvent à leur tour modifier le bilan d'énergie de la surface et de l'atmosphère et donc avoir un effet sur les températures. On appelle cela des phénomènes de rétroaction. Ces rétroactions sont dites positives lorsqu'elles ont pour effet d'amplifier les perturbations initiales, et dites négatives dans le cas contraire.

Les premières études prenant en compte ces rétroactions ont été effectuées à l'aide de modèles radiatifs-convectifs à une seule dimension verticale. Par exemple, Manabe and Wetherald (1967) ont montré qu'avec leur modèle, le réchauffement en surface dû à un doublement du CO_2 était de $1,3^\circ\text{C}$ lorsque l'humidité absolue de l'atmosphère restait constante, mais atteignait $2,4^\circ\text{C}$ lorsque l'humidité relative restait constante. De nombreuses autres études ont confirmé l'importance cruciale des mécanismes de rétroaction sur l'amplitude du réchauffement climatique : ils peuvent multiplier par un facteur 2 à 4 la variation de température sans rétroaction. Ces études ont également montré que l'amplitude de ces rétroactions dépendait fortement de processus physiques complexes (et moins bien connus que le transfert radiatif) tels que la turbulence, la convection, la formation des systèmes nuageux et des précipitations (cf. par ex. (Ramanathan and Coakley, 1978) ou plus récemment (Bony et al., 2006)). Ces phénomènes, et notamment les mouvements d'air qui déterminent la redistribution d'énergie et de vapeur d'eau au sein de l'atmosphère, ne peuvent pas être représentés de façon pertinente dans les modèles radiatif-convectifs. Ainsi, même pour estimer les changements de la température moyenne de la Terre, il est nécessaire d'introduire la dynamique atmosphérique et, pour la calculer explicitement, d'avoir recours à des modèles tridimensionnels représentant la circulation générale de l'atmosphère sur l'ensemble du globe.

Les premières études de l'impact d'un doublement du CO_2 avec ce type de modèle ont été effectuées dans les années 1970 par Manabe and Wetherald (1975) avec un océan sans circulation et de capacité thermique nulle permettant une mise en équilibre rapide. Dans ce modèle, il n'y avait ni variation diurne de l'ensoleillement, ni même variation annuelle, et des corrections ad hoc étaient appliquées aux flux de chaleur à l'interface air-mer pour que la température de surface des océans reste proche de celle observée. L'utilisation de ce type de modèle s'est largement répandue pendant les années 1980, avec une augmentation progressive de leur sophistication et de leur réalisme. Par exemple les variations annuelles et diurnes de l'ensoleillement furent prises en compte, les processus de formation des nuages commencèrent à être modélisés... A la même époque, de nouveaux satellites permettaient d'estimer à l'échelle globale la couverture des nuages et les flux radiatifs au sommet de l'atmosphère, ce qui permettait d'évaluer et d'améliorer les modèles atmosphériques. Parallèlement, des modèles de circulation générale de l'océan étaient développés pour simuler le transport de chaleur et étudier le rôle de l'océan dans l'équilibre

énergétique de la Terre. Ils inclurent progressivement des modèles de glace de mer pour simuler la banquise aux hautes latitudes et, à partir des années 1990, ils furent couplés avec des modèles atmosphériques pour donner naissance à des modèles climatiques complets. Ces premiers modèles simulaient assez mal les flux de chaleur et d'eau à l'interface air-mer et cette erreur sur les flux se traduisait par de forts biais sur les températures simulées de la surface de l'océan. Pour remédier à ces défauts, les flux à l'interface air-mer étaient corrigés de façon ad-hoc, avant que ces corrections ne soient progressivement supprimées à partir de la fin des années 1990, grâce à l'amélioration continue des modèles.

Ces modèles couplés atmosphère-océan sont progressivement devenus l'outil de base pour étudier les variations du climat, aussi bien passées que futures. Par exemple, dans le cadre de la préparation du 4^e rapport du GIEC (IPCC, 2007) une vingtaine de ces modèles couplés ont réalisé tout un ensemble de simulations de changement climatique, et seuls 6 d'entre eux corrigeaient les flux à l'interface air-mer. Ces modèles sont capables de simuler une variabilité climatique naturelle qui peut être comparé aux observations pour différentes échelles de temps : quelques jours, quelques années (variabilité inter-annuelle, dont la plus connue est El Niño), ou quelques dizaines voire plusieurs centaines d'années.

L'IPSL a participé à cet effort en développant un modèle couplé atmosphère-océan et en l'appliquant à des études de paléo-climat (e.g. Braconnot et al., 1999; Khodri et al., 2001), du climat et de sa variabilité naturelle (e.g. Li and Conil, 2003; Braconnot et al., 2007), des changements anthropiques du climat (e.g. Barthelet et al., 1998; Dufresne et al., 2005b; Swingedouw et al., 2007; Arzel et al., 2008), du couplage climat-carbone (e.g. Dufresne et al., 2002a), etc. Certaines de ces études sont présentées dans les paragraphes suivants.

3.1.2 Les paramétrisations dans les modèles de climat

Le climat est notamment caractérisé par un éventail très large des échelles d'espace (du micro-mètre à plusieurs milliers de km) et de temps (de la seconde à plusieurs milliers d'année, voir davantage). Les phénomènes à ces différentes échelles interagissent entre eux et il n'est jamais à priori possible de savoir quelles doivent être les échelles qu'il faut retenir et comment doivent être représentées de façon simplifiée les échelles négligées. Un exemple typique est la formation des nuages et des précipitations. Prenons l'exemple de nuages convectifs (type cumulo-nimbus), dont le coeur est une colonne ascendante d'air humide dans laquelle la vapeur d'eau se condense au cours de l'ascendance. Cette colonne ascendante se mélange avec l'air environnant, plus sec, et ce mélange dépend de nombreux facteurs (intensité de l'ascendance, cisaillement du vent...). Pour bien prendre en compte ces mélanges, il faudrait tout d'abord connaître précisément le profil vertical des variables atmosphériques au voisinage de la colonne. Il faut également calculer les échanges turbulents entre la colonne et son environnement, et le couplage entre ces échanges turbulents et la formation ou la dissipation des gouttes de pluies, de grêlons ou de flocons de neiges. Ceci nécessite une modélisation à très petite échelle (quelques centaines de nanomètres à quelques mètres) ce qui n'est pas possible pour les modèles globaux.

On doit donc élaborer une modélisation simplifiée qui ne dépend que des variables grandes échelles et qui tente de reproduire l'effet des phénomènes de petite échelle non résolus. Ce type de modélisation, appelée paramétrisation, nécessite une analyse physique poussée des phénomènes afin de déterminer les hypothèses simplificatrices les plus pertinentes vis-à-vis d'un objectif donné. Il existe de nombreuses paramétrisations dans un modèle climatique, qui peuvent porter directement sur la circulation atmosphérique (ondes de gravité, effets orographiques...), le calcul des échanges par rayonnement, la convection profonde, les phénomènes de couches limites... Un grand nombre de ces paramétrisations ont un rôle clef sur le cycle de l'eau, la formation et les propriétés radiative des nuages, les précipitations, les flux de chaleurs et d'eau à la surface des continents ou des océans... Tous ces phénomènes influencent la simulation du climat actuel et comme ils interagissent très

fortement entre eux, il est en général impossible de cerner précisément le rôle de chacune des paramétrisations sur la simulation de ces phénomènes, et notamment de comprendre pourquoi certains d'entre eux sont mal simulés.

Les paramétrisations jouent également un rôle très important sur la réponse du climat à différents forçages, sur la simulation des changements climatiques passés et futurs. On peut prendre comme exemple la simulation des nuages. Ceux-ci exercent deux effets antagonistes sur le bilan radiatif terrestre : d'une part ils réfléchissent une partie du rayonnement solaire, et d'autre part, en absorbant le rayonnement infrarouge, ils contribuent à l'effet de serre. L'importance relative de ces deux effets dépend de multiples facteurs, en particulier de l'altitude des nuages. Depuis une vingtaine d'années, nous savons qu'en moyenne globale, le premier effet l'emporte sur le second, et donc que les nuages ont un effet de refroidissement sur le climat - surtout les nuages bas car ils ont un faible impact sur le rayonnement infrarouge. Mais cela ne dit rien sur le rôle que les nuages pourraient jouer lors d'un réchauffement climatique, car ceci dépend de la façon dont leurs propriétés *changeront* en réponse à ce réchauffement. Nous verrons que c'est une des principales sources d'incertitudes pour la détermination de l'amplitude du réchauffement futur.

3.2 Simulations des évolutions récentes du climat

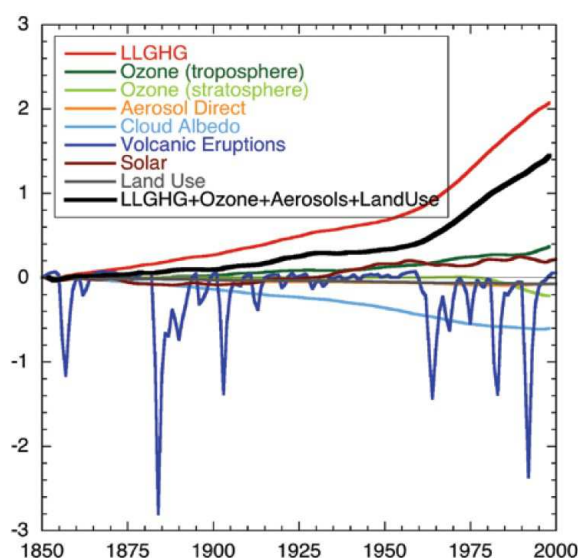


FIG. 40 – Évolution temporelle des différentes contribution au forçage radiatif au sommet de l'atmosphère depuis 150 ans (Forster et al., 2007)

Simuler l'évolution de la température globale de la surface de la Terre observée depuis 150 ans est une des façon d'éprouver les modèles climatiques. Depuis 150 ans environ, l'augmentation régulière de la concentration des gaz à effet de serre entraîne un accroissement du forçage radiatif qui atteint $2,5 \text{ W.m}^{-2}$ environ en 2000 par rapport à 1850 (Fig. 40). On estime que l'incertitude sur ce forçage est assez faible, inférieur à $\pm 10\%$. Les combustibles fossiles contenant du soufre, les émissions de CO_2 sont accompagnées d'émissions de SO_2 à l'origine de la formation d'aérosols sulfatés. Ces aérosols produisent en 2000 un forçage radiatif d'environ -1 W.m^{-2} , mais cette valeur est assez incertaine puisqu'elle s'étend de $-0,5$ à -2 W.m^{-2} selon les estimations (Forster et al., 2007). De plus, d'autres aérosols, comme les suies ou les aérosols issus des feux de biomasse, pourraient également jouer un rôle important mais leurs effets sont encore plus mal connus. Ainsi le

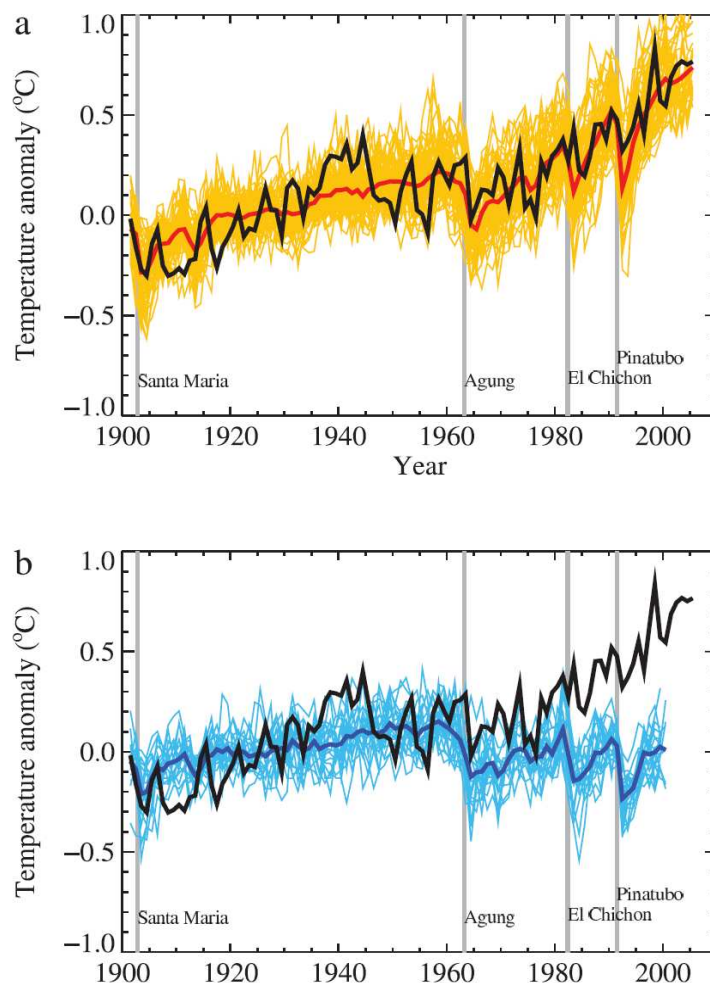


FIG. 41 – Évolution temporelle de la température globale de la terre : observée (trait noir), simulée par les modèles avec prise en compte des forçages anthropiques(jaune, en haut) et sans leur prise en compte (bleu, en bas)(Hegerl et al., 2007)

forçage radiatif dû à l'accroissement des gaz à effet de serre, qui est positif, est masqué à hauteur d'un tiers environ (mais avec une incertitude assez forte) par le forçage radiatif des aérosols, qui est négatif. En plus des forçages anthropiques, il y a les forçages naturels. A l'échelle du siècle, ce sont principalement les variations de l'intensité du rayonnement solaire incident, et les très fortes éruptions volcaniques qui injectent des aérosols jusque dans la stratosphère, où ils peuvent rester plusieurs mois voir années. Ces aérosols réfléchissent le rayonnement solaire, ce qui crée un forçage négatif. Les très fortes éruptions ont été plus nombreuses à la fin qu'au début du 20^esiècle, créant ainsi en moyenne un forçage radiatif négatif sur cette période. Indépendamment de la réponse climatique, il y a donc en amont une incertitude sur le forçage radiatif lui-même, de $\pm 50\%$ environ (Hegerl et al., 2007). Nous verrons plus loin (Sec. 3.7) que l'incertitude de l'effet des aérosols sur le climat est plus critique pour simuler l'évolution du climat au cours du 20^esiècle qu'au cours du 21^esiècle.

Les modèles dans leur totalité simulent bien l'accroissement de la température moyenne de la Terre depuis 150 ans lorsqu'ils prennent en compte l'ensemble des forçages (naturels+anthropiques) (Fig. 41-a). Par contre, lorsqu'ils ne prennent en compte que les forçages naturels, il n'arrivent pas à simuler un réchauffement cohérent avec celui observé, surtout à partir des années 1980 (Fig. 41-b). De façon cohérente avec les observations, ils simulent un accroissement de température plus fort sur continent que sur océan, et une distribution géographique du réchauffement cohérente avec celle observée (Hegerl et al., 2007). Ainsi l'évolution de la température depuis 150 ans permet de vérifier que la réponse climatique simulée par les modèles est cohérente avec les variations de températures observées, mais l'incertitude sur les forçages est trop importante pour pouvoir contraindre, de façon suffisamment précise, la sensibilité climatique des modèles.

3.3 Les projections du climat futur

3.3.1 Les scénarios d'évolutions des forçages

On ne peut pas prévoir le climat futur pour de multiples raisons : on ne peut pas prévoir comment évolueront les forçages radiatifs dus à certaines perturbations naturelles (telles les éruptions volcaniques), le caractère chaotique du climat qui interdit toute prévision déterministe précise, etc. Par contre on peut chercher à répondre à des questions particulières : indépendamment des forçages naturels, comment le climat évoluerait si les émissions de gaz à effet de serre suivent tel ou tel scénario d'émission ? A cette fin, différents scénarios socio-économiques d'évolution des activités humaines ont été établis dans le cadre du GIEC (Nakicenovic et al., 2000), et pour chacun d'eux, les émissions des principaux gaz à effet de serre et les émissions de composés soufrés (SO_2 ...) ont été estimés. Trois scénarios couvrant une période d'un siècle ont été retenus pour le 4^e rapport du GIEC : le scénario SRES-A2 pour lequel les émissions de CO_2 continuent de croître jusqu'en 2100 ; le scénario SRES-A1B pour lequel les émissions de CO_2 continuent de croître jusqu'en 2050 puis décroissent ; enfin le scénario SRES-B1 pour lequel les émissions de CO_2 sont presque stabilisées dès l'année 2000, puis décroissent à partir de 2050. Les émissions de CO_2 ont principalement pour origine l'utilisation de « combustibles fossiles » (pétrole, charbon, gaz...) et les émissions de SO_2 proviennent du soufre présent dans ces combustibles. Pour des raisons sanitaires et de protection de l'environnement (le SO_2 étant notamment à l'origine des « pluies acides »), les combustibles sont de plus en plus épurés de leur soufre avant utilisation, d'où une croissance des émissions de SO_2 moins rapide (ou une diminution plus rapide) que celles du CO_2 dans presque tous les scénarios. A partir des émissions des différents gaz, leurs concentrations ont été calculées pour le GIEC par des modèles des cycles biogéochimiques (IPCC, 2001) et pour les aérosols sulfatés, à l'aide de modèles de chimie-transport, tel celui de Boucher and Pham (2002). Les concentrations de chacun de ces constituants peuvent ensuite être utilisées pour calculer le forçage radiatif correspondant. Par exemple, sur la figure 42, nous avons tracé l'évolution des différents forçages de 1860 à 2100 pour les scénarios SRES-B1 (dit « faible ») et SRES-A2 (dit « fort »). On peut remarquer à partir de 2030 l'évolution très différente, selon les scénarios, du forçage radiatif des gaz à effet de serre, ainsi que la stabilisation du forçage radiatif des aérosols vers 2020, puis sa décroissance plus ou moins rapide selon les scénarios.

3.3.2 Principales caractéristiques des changements climatiques simulés

Les caractéristiques générales des changements climatiques simulés par les modèles du CNRM et de l'IPSL ont été présentés dans (Dufresne et al., 2006). Ici nous faisons le même type de présentation, mais en nous basant sur les simulations réalisées par la vingtaine

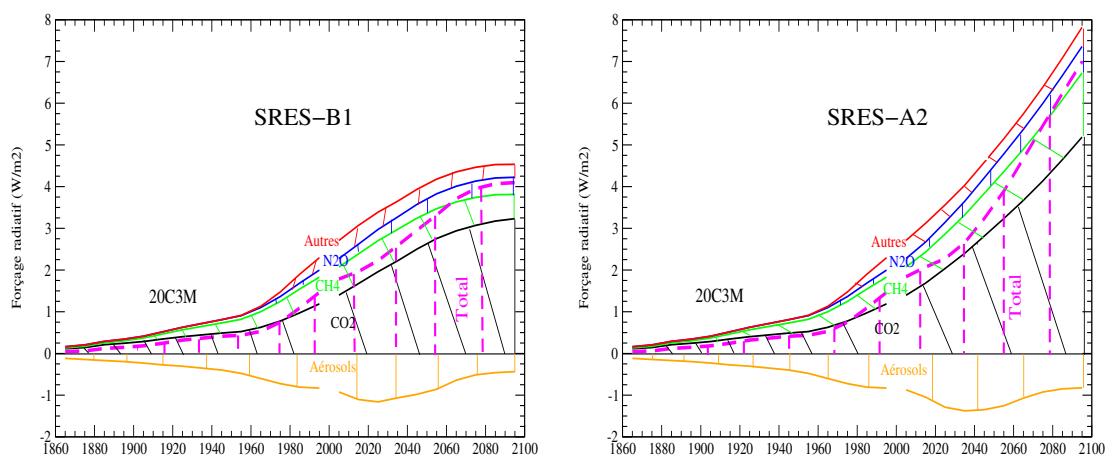


FIG. 42 – Évolution du forçage radiatif total due aux activités humaines (tirets mauves) et contribution des différents gaz à effet de serre et des aérosols sulfatés à ce forçage. De 1860 à 2000, l'évolution des différents constituants est basée sur des observations directes ou des inventaires d'émission. À partir de 2000, l'évolution correspond au scénario SRES-B1 à gauche et au scénario SRES-A2 à droite. Les forçages (en $\text{W}\cdot\text{m}^{-2}$) sont calculés par le modèle de l'IPSL et par rapport à l'année 1860 (Dufresne et al., 2006)

de modèles climatiques ayant participé à la préparation du 4^e rapport du GIEC (IPCC, 2007). Les valeurs données correspondent à la moyenne des modèles ± 1 écart type

Amplitude du réchauffement En réponse aux forçages anthropiques (gaz à effet de serre et aérosols) et aux forçages naturels (volcans et intensité solaire), les modèles simulent en moyenne un accroissement de la température globale de l'air près de la surface d'environ $0,8^\circ\text{C}$ entre le début et la fin du 20^e siècle (Fig. 43). Aujourd'hui le système climatique est hors équilibre; si les concentrations des gaz à effet de serre et des aérosols étaient maintenues à leur valeurs en l'an 2000, le climat continuerait de se réchauffer de $0,4^\circ\text{C}$ environ au cours du 21^e siècle. Cependant l'accroissement de la température simulée dépend avant tout des scénarios d'émission, puisqu'en moyenne sur la vingtaine de modèles considérés il varie d'un peu moins de 2°C pour le scénario B1 à $3,6^\circ\text{C}$ environ pour le scénario A2, lorsque la concentration des gaz à effet de serre est imposée. La dispersion du réchauffement simulé par les différents modèles pour la fin du siècle est de $\pm 0,25^\circ\text{C}$, les principales raisons seront analysées plus loin (Sec. 3.5).

Distribution géographique des changements de température La distribution géographique de l'accroissement de température est représentée figure 44 pour le scénario SRES-A1B. On y retrouve des résultats maintenant classiques : l'accroissement de température est plus élevé sur les continents que sur les océans, et il est particulièrement fort dans les hautes latitudes de l'hémisphère nord. Pour les autres scénarios la distribution géographique du réchauffement reste comparable, l'amplitude du réchauffement étant elle très différente.

Dans les régions tropicales, l'élévation de température plus importante sur les conti-

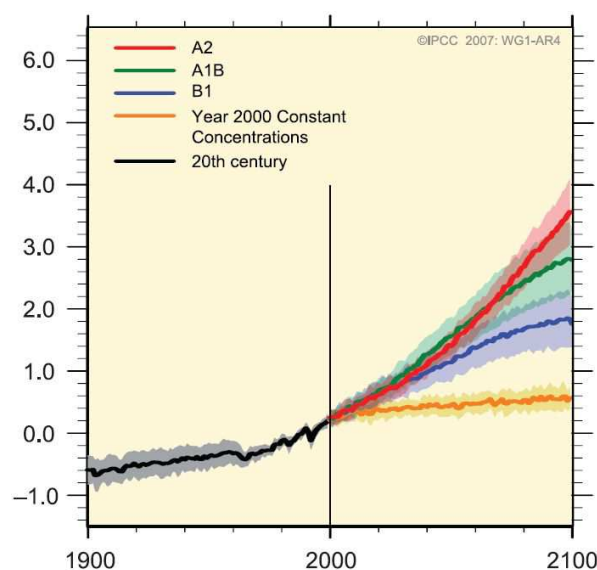


FIG. 43 – Moyenne multi-modèles de l'anomalie de la température ($^{\circ}\text{C}$) de l'air près de la surface (par rapport à la moyenne 1980-1999), pour le 20^e siècle et pour le 21^e siècle selon différents scénario d'évolution des gaz à effet de serre : SRES-A2 (rouge), SRES-A1B (vert), SRES-B1 (bleu), et selon une situation idéalisée dans laquelle les concentrations des gaz à effet de serre et des aérosols restent égales à celles d'aujourd'hui (jaune) (Hegerl et al., 2007). La ligne représente la moyenne des modèles et la zone ombrée $\pm$ un écart type de la différence entre modèles.

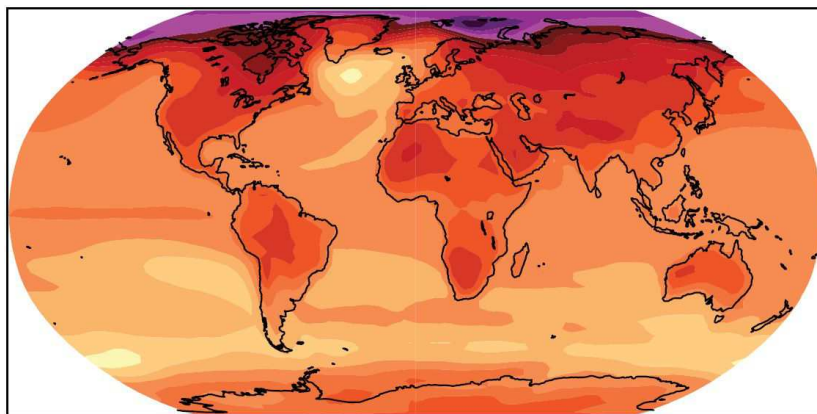


FIG. 44 – Moyenne multi-modèles de la différence de la température ($^{\circ}\text{C}$) de l'air près de la surface, entre la fin du 21^e siècle (moyenne des années 2080 à 2099) et la fin du 20^e siècle (moyenne des années 1980 à 1999), pour le scénario d'émission SRES-A1B (Meehl et al., 2007).

nents que sur les océans s'explique en partie par les changements d'évaporation. Sur océan la quantité d'eau disponible pour l'évaporation n'est pas limitée alors qu'elle l'est sur continent selon la quantité d'eau disponible dans le sol, et donc selon la quantité de précipitation. L'évaporation refroidit la surface : ce refroidissement n'est pas limité sur océan alors qu'il l'est sur continent. Par exemple avec le modèle de l'IPSL, on trouve que

le refroidissement par évaporation augmente $9,8 \text{ W.m}^{-2}$ sur océan et $0,2 \text{ W.m}^{-2}$ sur continent. D'autres phénomènes, tel le changement de couverture nuageuse ou le changement de circulation, jouent également un rôle dans le différentiel de réchauffement océan-continent. Plusieurs travaux ont abordé spécifiquement cette question du contraste de réchauffement océan-continent (e.g. Joshi et al., 2007; Sutton et al., 2007).

Dans les régions des moyennes et hautes latitudes, la faible augmentation de la température de l'océan est en partie due à son inertie thermique. Ceci est particulièrement vrai dans l'hémisphère sud, où les vents étant très forts, l'agitation de l'océan est élevée, et la température reste homogène sur une profondeur assez grande. Pour que la température de la surface de l'océan augmente, il faut réchauffer une masse d'eau importante.

Dans les hautes latitudes de l'hémisphère nord, l'augmentation importante de la température est partiellement due à la rétroaction albédo liée à l'albédo de surface. L'augmentation de température est accompagnée d'une diminution importante de l'enneigement et de l'extension de la glace de mer en été. Ceci réduit la réflexion par la surface du rayonnement solaire, augmente la quantité de rayonnement absorbé et tend à amplifier l'augmentation initiale de la température. Dans les régions où l'épaisseur de la glace de mer diminue, voire où cette glace disparaît, la température de l'air augmente fortement car la température de la surface de l'océan est plus élevée que celle de la glace de mer. Enfin, une modification de la circulation atmosphérique (et notamment l'augmentation du transport de vapeur d'eau vers les hautes latitudes) est une dernière cause de la forte augmentation de température dans ces régions (Alexeev and Langen, 2005).

Au sud et à l'est du Groenland, on peut remarquer que la température de l'air près de la surface n'augmente que très faiblement. Cette tendance est plus ou moins marquée selon les modèles, certains simulent même un léger refroidissement local. La raison en est une modification de la circulation océanique, et notamment de la circulation thermohaline. Dans ces régions la densité de l'eau de mer diminue en surface à cause de l'augmentation des températures ou des précipitations. Les eaux de surface ne sont plus suffisamment denses pour plonger vers l'océan profond, ce qui réduit la convection océanique et la dérive nord-Atlantique associée. Cette réduction a un effet sur la température qui dépend des modèles, à la fois en termes d'amplitude et d'extension géographique. Elle module le réchauffement climatique localement mais aussi dans les tropiques (e.g. Swingedouw et al., 2007), elle influence légèrement le réchauffement global, mais il n'en reste pas moins que ce réchauffement reste important sur tous les continents de l'hémisphère nord et notamment en Europe.

Évolution des précipitations Dans leur ensemble, les modèles climatiques prévoient -mais avec une forte dispersion- une augmentation du total des précipitations avec la température (Meehl et al., 2007). Par exemple, pour le scénario SRES-A1B, les modèles simulent un accroissement des précipitations globales de $4.5 \pm 1.5\%$ en 2100. Mais ces changements de précipitations sont loin d'être spatialement homogènes : dans certaines régions les précipitations augmentent, dans d'autres elles diminuent (Fig. 45).

Si l'on considère les moyennes zonales, les précipitations ont tendance à augmenter partout, sauf dans les régions sub-tropicales (vers 30°N et 30°S) où elles diminuent. Emori and Brown (2005) ont montré que l'augmentation générale des précipitations pouvait être expliquée par l'augmentation du contenu en vapeur d'eau de l'atmosphère, à circulation atmosphérique constante, tandis que la diminution simulée dans les régions sub-tropicales était due à une modification de la circulation atmosphérique.

On remarque que les modèles simulent de façon cohérente une augmentation des précipitations aux hautes latitudes, toute l'année, et aux moyennes latitudes, en hiver (Fig. 45). De même ils simulent de façon cohérente une diminution des précipitations dans les régions sub-tropicales. En Europe, les modèles simulent une augmentation des précipitations dans le Nord et à l'opposé un assèchement autour du bassin méditerranéen.

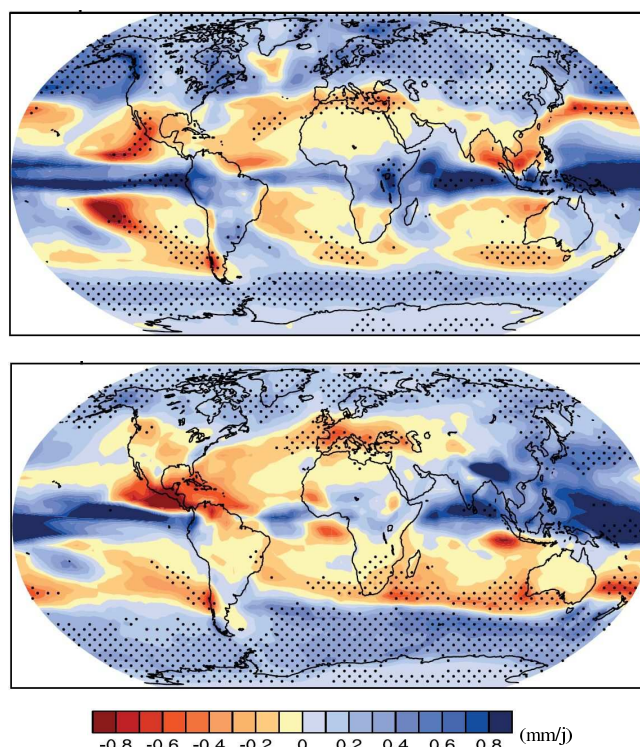


FIG. 45 – Moyenne multi-modèles de la différence de précipitations (mm/j) entre la fin du 21^e siècle (moyenne des années 2080 à 2099) et la fin du 20^e siècle (moyenne des années 1980 à 1999), pour le scénario d'émission SRES-A1B. En haut : pour les mois de décembre-janvier-février. En bas : pour les mois de juin-juillet-août. Dans les zones pointillées, la valeur de la moyenne multi-modèles dépasse, en valeur absolue, celle de l'écart type inter-modèles (Meehl et al., 2007).

Par contre les changements de précipitations dans les régions équatoriales et tropicales ne sont pas cohérents entre modèles, en particulier sur continents : en Amérique du Sud, en Afrique de l'ouest et centrale, en Inde et en Asie du sud-est. Dans ces régions, certains modèles simulent une diminution des précipitations tandis que d'autres simulent une augmentation. Ces différences entre modèles sont notamment très prononcées dans les régions de mousson. C'est notamment des modèles du CNRM et de l'IPSL, qui ont des changements de précipitations de signes opposés au dessus des continents dans plusieurs régions tropicales (Dufresne et al., 2006).

De façon générale, les changements de précipitations sur continent restent très incertains, même en moyenne annuelle, en raison d'incertitudes majeures au niveau de la représentation de différents processus (Douville et al., 2006). Actuellement rien ne permet de déterminer clairement quels sont les résultats les plus crédibles.

Évolution des tempêtes Dans le contexte d'un changement climatique, les caractéristiques des dépressions aux moyennes latitudes (en particulier celles qui atteignent les côtes bretonnes) sont susceptibles de changer pour deux raisons : la première est une modification du gradient de température équateur-pôle, qui tend à diminuer près de la surface mais à augmenter en altitude. La seconde raison est une augmentation de la quantité totale de vapeur d'eau dans l'atmosphère, donc de la quantité de vapeur d'eau qui

peut être condensée et ainsi dégager de la chaleur latente. Dans les simulations de changements climatiques, on observe un décalage des routes dépressionnaires vers les pôles, une réduction du nombre total des dépressions mais une augmentation du nombre de dépressions les plus creuses, donc les plus fortes. Par exemple, d'après les diagnostics établis par Lambert and Fyfe (2006), les modèles simulent en moyenne, en 2100 et pour le scénario A1B, une diminution du nombre total de dépressions de 10% environ dans l'hémisphère sud et un peu moins dans l'hémisphère nord. Ils simulent également un accroissement du nombre de dépressions intense de 20% dans l'hémisphère nord et de 40% dans l'hémisphère sud.

Évolution de la glace de mer L'extension de glace de mer simulée en hiver par les modèles ne diminue que légèrement, car les conditions favorables à la congélation de la surface océanique persistent : peu ou pas de rayonnement solaire, des températures certes plus élevées mais toujours nettement négatives. En revanche, le réchauffement des températures atmosphériques et océaniques affecte fortement la production annuelle nette de glace (Arzel et al., 2006). Ainsi, dans une grande partie de l'arctique, elle devient trop mince pour persister au cours de l'été. De nombreux modèles simulent cette déplétion estivale pour la fin du 21^e siècle, et prévoient qu'elle devrait être d'autant plus marquée que les émissions de gaz à effet de serre seront plus intenses. Il apparaît en particulier qu'en été la glace de mer arctique pourrait disparaître totalement pour la période 2070-2099, dans le cas du scénario SRES-A2. En Antarctique, l'extension maximale de la glace de mer est réduite de 25% environ et les modèles simulent une fonte de glace plus rapide au printemps et en été à la fin du 21^e siècle qu'à l'époque actuelle.

3.4 Rétroactions radiatives dans le système climatique

Les perturbations qui modifient le bilan d'énergie du système climatique, appelées forçages radiatifs, sont quantifiées en terme de variation de flux net au sommet de l'atmosphère. Pour quantifier le forçage dû à un changement de la concentration des gaz à effet de serre, on utilise un modèle radiatif. Depuis la fin des années 1980, des codes de transfert radiatif et des bases de données spectrales permettent de faire précisément ces calculs, pourvu que l'on suppose que toutes les autres caractéristiques de l'atmosphère (nuages, aérosols...) et de la surface (couverture neigeuse...) restent fixées. Pour un doublement de la concentration de l'atmosphère en CO₂, on obtient un forçage radiatif au sommet de l'atmosphère, en moyenne sur le globe et sur l'année, de $3.7 \pm 0.2 \text{ W.m}^{-2}$ (Forster and Taylor, 2006). Comme on s'intéresse aux variations lentes du climat, ce calcul du forçage radiatif prend en compte l'ajustement en température de la stratosphère car il est rapide. La question se pose de savoir s'il ne faudrait pas également tenir compte de la réponse rapide des nuages que l'on obtient même lorsque la température de la surface des océans ne change pas (Andrews and Forster, 2008; Gregory and Webb, 2008).

En réponse à ce forçage radiatif ΔQ , les différents modèles climatiques simulent un changement de température à l'équilibre ΔT qui diffère d'un modèle à l'autre. Ces différences sont difficiles à analyser et à interpréter directement du fait de la grande complexité de ces modèles. Ainsi une méthode d'analyse usuelle pour préciser un peu l'origine de ces différences est l'analyse des rétroactions (voir par exemple l'annexe de (Bony et al., 2006) pour plus de détail). A partir du changement de température à l'équilibre ΔT , on définit un « paramètre de rétroaction » λ :

$$\lambda = -\frac{\Delta Q}{\Delta T} \quad (58)$$

En écrivant cette équation sous la forme $\lambda * \Delta T + \Delta Q = 0$, on voit que $\lambda * \Delta T$ représente la variation du flux moyen au sommet de l'atmosphère nécessaire pour compenser le forçage radiatif ΔQ . On peut donc écrire $\lambda = -\partial F / \partial T$, avec F flux radiatif net au

sommet de l'atmosphère, compté positivement lorsqu'il est descendant. Cette dérivée peut se décomposer, au premier ordre, comme une somme de dérivées partielles

$$\lambda = - \sum_X \frac{\partial F}{\partial X} \frac{\partial X}{\partial T} \Delta T \quad (59)$$

la somme sur X étant la somme sur toutes les variables X qui affectent le bilan radiatif au sommet de l'atmosphère et qui sont modifiées lorsque la température de surface change. Ce sont principalement les champs tridimensionnels de température, de vapeur d'eau et des nuages, et les champs bidimensionnel de l'albédo de surface. Pour le champ de température, il est d'usage de le décomposer en deux termes, l'un correspondant à un changement uniforme de température, l'autre à la partie non uniforme du changement de température. Finalement le paramètre λ peut se décomposer de la façon suivante :

$$\lambda = \lambda_P + \lambda_w + \lambda_L + \lambda_c + \lambda_\alpha \quad (60)$$

les termes du membre de droite étant respectivement appelés les paramètres de rétroaction de Planck λ_P (changement uniforme de température), de la vapeur d'eau λ_w , du gradient de température λ_L (partie non uniforme du changement de température), des nuages λ_c et de l'albédo de surface λ_α . On pourra également écrire l'équation ci-dessus sous la forme

$$\lambda = \lambda_P + \sum_{x \neq P} \lambda_x \quad (61)$$

Ces paramètres sont calculés classiquement de la façon suivante. Pour un modèle climatique donné, on réalise deux simulations, l'une de référence, l'autre perturbée, ces deux simulations ayant des températures de surface différentes. A partir des sorties de la simulation de référence, on recalcule à posteriori, à l'aide d'un code radiatif, le bilan des flux au sommet de l'atmosphère. Ensuite, dans les sorties de la simulation de référence, on remplace chacune des grandeurs souhaitées (température, humidité, nuages, albédo de surface) par les valeurs obtenues avec la simulation perturbée et on recalcule, à l'aide du même code radiatif, les flux au sommet de l'atmosphère. La différence entre ce flux et celui de référence donne la sensibilité des flux au sommet de l'atmosphère à une perturbation de chacune des grandeurs. D'autres méthodes existent également, plus faciles à mettre en oeuvre et mieux adaptées à l'analyse d'un ensemble de modèles (Soden and Held, 2006; Soden et al., 2008).

Un paramètre particulier est celui λ_P , dit de Planck, qui correspond à un changement uniforme des températures et qui vaut environ $-3.2 \text{ W.m}^{-2}.\text{K}^{-1}$. Sa valeur varie peu d'un modèle à l'autre et la convention de signe utilisée correspond à une diminution du bilan énergétique de la Terre lorsque sa température augmente. En réponse à un forçage radiatif ΔQ , on peut calculer la réponse en température si seul ce paramètre existait :

$$\Delta T_P = - \frac{\Delta Q}{\lambda_P} \quad (62)$$

Cette réponse, dite de Planck, vaut 1.2°C pour un forçage de 3.7 W.m^{-2} correspondant à un doublement de la concentration en CO_2 . C'est la réponse d'un système idéalisé dans lequel seules les températures de l'atmosphère et de la surface peuvent changer de façon uniforme et en n'affectant que la loi d'émission du rayonnement. On dira que cette réponse est celle sans rétroaction du système climatique, c'est à dire sans la prise en compte du changement des autres variables climatiques (vapeur d'eau, nuages...) et de la non uniformité du changement de température. En combinant les équations ci-dessus, on peut écrire l'accroissement de température à l'équilibre ΔT en fonction de la réponse de Planck

$$\Delta T = \frac{1}{(1 - g)} \Delta T_P \quad (63)$$

avec g , gain de rétroaction du système :

$$g = -\frac{\lambda_L + \lambda_c + \lambda_w + \lambda_a}{\lambda_P} \quad (64)$$

Si le gain g est positif et inférieur à 1, les rétroactions amplifieront l'accroissement de température ΔT , par rapport à ΔT_P , tandis qu'elles l'atténueront si le gain est négatif. Dans le cadre de la préparation du 4^e rapport du GIEC, des simulations de changements climatiques ont été réalisées avec une vingtaine de modèles climatiques. En particulier, pour un doublement de la concentration en CO_2 , les modèles simulent un réchauffement global, jusqu'à retrouver un nouvel état d'équilibre énergétique, qui est en moyenne de 3 °C (de 2,3 à 4,4 °C selon les modèles). Nous avons vu qu'en l'absence de rétroactions, ce réchauffement serait de 1,2 °C. Les rétroactions climatiques amplifient donc ce réchauffement d'un facteur de 2 à 4 selon les modèles.

3.5 Contribution des différentes rétroactions au changement de température

Afin d'estimer la part de l'accroissement de température due à la réponse de Planck et due aux différentes rétroactions, nous avons proposé une définition spécifique (Dufresne and Bony, 2008). Le principe est d'imposer que la variation de température soit la somme des variations de température dues à chaque rétroaction plus celle due à la réponse de Planck.

$$\Delta T = \Delta T_P + \sum_{x \neq P} \Delta T_x. \quad (65)$$

En utilisant l'équation ci-dessus pour remplacer ΔT dans l'Eq. 63 et en identifiant terme à terme, on obtient :

$$\Delta T_x = \frac{g_x}{1 - g} \Delta T_P = g_x \Delta T. \quad (66)$$

avec

$$g = \sum_{x \neq P} g_x \quad (67)$$

et

$$g_x = -\frac{\lambda_x}{\lambda_P} \quad (68)$$

On dira que la contribution d'une rétroaction x au changement de température ΔT est le changement de température ΔT_x défini par l'Eq. 66.

Nous avons appliqué cette nouvelle définition aux 12 modèles ayant participé à la préparation du 4^e rapport du GIEC. Pour les paramètres de rétroaction de chacun de ces modèles, nous avons utilisé les valeurs obtenues par Soden and Held (2006). Les résultats sont représentés Fig. 46 pour illustrer à la fois la contribution moyenne des modèles et la dispersion inter-modèles.

Plusieurs des mécanismes régissant les valeurs des paramètres de rétroaction, et donc du gain, sont maintenant bien identifiés (Bony et al., 2006). Par exemple, une augmentation de la température de l'atmosphère augmente la pression de vapeur saturante de la vapeur d'eau. Si l'humidité relative varie peu, cela se traduit par une augmentation de la concentration en vapeur d'eau de l'atmosphère, et donc de l'effet de serre, constituant ainsi un mécanisme très puissant d'amplification du réchauffement : 1.7°C, en moyenne pour les modèles considérés ici. Pour des raisons thermodynamiques, on prévoit également que dans le cas d'une atmosphère humide, les variations de vapeur d'eau s'accompagnent d'un réchauffement plus important en altitude que près de la surface. C'est notamment le cas dans les régions tropicales (le gradient verticale de température est très proche d'une adiabatique humide) mais pas dans les régions des hautes latitudes. Ceci augmente l'émission

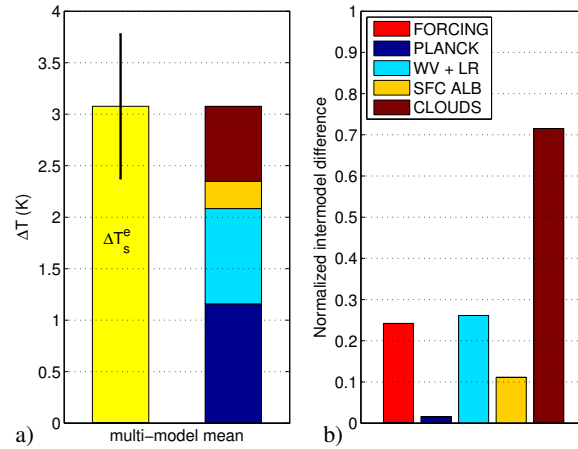


FIG. 46 – Pour un doublement de CO_2 , (a) barre de gauche (jaune), moyenne multi-modèles ± 1 écart type de l'accroissement de la température globale (ΔT , $^\circ\text{C}$) et, barre de droite, part de cet accroissement due à la réponse de Planck (bleu foncé) et aux différentes rétroactions : effet combiné de la vapeur d'eau et du gradient de température (WV+LR, bleu clair), de l'albédo de surface (orange) et des nuages (marron). (b) Écart type de la différence inter-modèles de l'accroissement de température dû aux forçage radiatif, à la réponse de Planck, et aux diverses rétroactions, normalisés par l'écart type de l'accroissement de la température globale (Dufresne and Bony, 2008).

de rayonnement infra-rouge par la haute atmosphère et constitue l'unique rétroaction négative : elle diminue le réchauffement de $-0,8^\circ\text{C}$ en moyenne. Ces deux rétroactions étant très fortement corrélées, pour des raisons physiques, on considère généralement leur effet combiné qui contribue pour environ 1°C à l'accroissement de la température moyenne (WV+LR Fig. 46-a).

Les mécanismes à l'origine de la rétroaction de l'albédo de surface sont également bien identifiés : une augmentation de la température accélère la fonte de la neige et de la glace. Cela diminue la surface du globe couverte par des surfaces réfléchissant le rayonnement solaire, et donc augmente la quantité d'énergie absorbée par la Terre et contribue pour environ $0,2^\circ\text{C}$ à l'accroissement de température (Fig. 46-a).

Enfin, l'augmentation des températures est susceptible de changer la couverture nuageuse. Les nuages exercent deux effets antagonistes sur le bilan radiatif terrestre : d'une part ils réfléchissent une partie du rayonnement solaire, et d'autre part, en absorbant le rayonnement infrarouge, ils contribuent à l'effet de serre. L'importance relative de ces deux effets dépend de multiples facteurs et la contribution des nuages au réchauffement et en moyenne de $0,7^\circ\text{C}$ (Fig. 46-a). Mais la dispersion entre modèles de cette contribution est extrêmement forte (Fig. 46-b) : alors que quelques modèles prédisent une réponse relativement neutre des nuages, la plupart prédisent une diminution de la couverture nuageuse à mesure que la température augmente, et une amplification du réchauffement global pouvant atteindre 2 degrés.

Sur la Fig. 46-b nous avons également reporté la dispersion de température due à la dispersion du calcul par les modèles du forçage radiatif dû à un doublement de CO_2 . On peut remarquer que cette dispersion n'est pas négligeable. Elle est uniquement due aux approximations faites dans les codes radiatifs utilisés dans les GCMs, les calculs réalisés avec des modèles de référence donnant eux des résultats très proches (Collins et al., 2006).

On peut utiliser la même méthodologie pour analyser les variations de température dans des simulations transitoires, hors équilibre thermique, en ajoutant un terme corres-

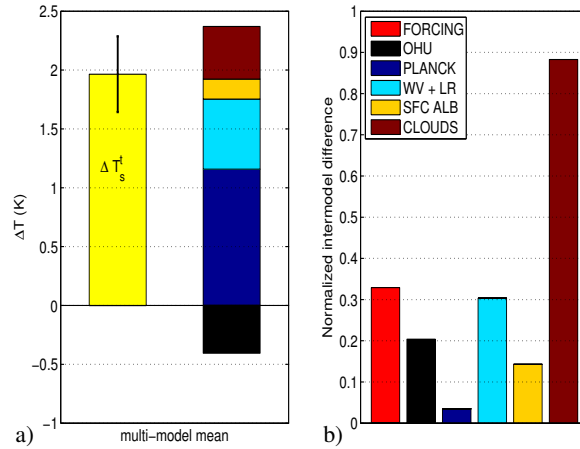


FIG. 47 – Idem figure 46, mais en situation transitoire. Les accroissements de température sont ceux au moment du doublement de CO_2 , dans une simulation pour laquelle la concentration de CO_2 augmente de 1%/an (a) barre de gauche (jaune), moyenne multimodèles ± 1 écart type de l'accroissement de la température globale (ΔT , $^\circ\text{C}$) et, barre de droite, part de cet accroissement due à la réponse de Planck (bleu foncé), au stockage de chaleur dans l'océan (OHU, noir) et aux différentes rétroactions : effet combiné de la vapeur d'eau et du gradient de température (WV+LR, bleu clair), albédo de surface (orange) et nuages (marron). (b) Écart type de la différence inter-modèles de l'accroissement de température dû aux forçage radiatif, à la réponse de Planck, au stockage de chaleur dans l'océan et aux diverses rétroactions, normalisés par l'écart type de l'accroissement de la température globale (Dufresne and Bony, 2008).

pondant à l'énergie thermique stockée dans l'océan (Dufresne and Bony, 2008). Avec les mêmes modèles que précédemment, on obtient les résultats tracés sur la figure 47.

3.6 Contribution des différents types de nuage

Le fait que les nuages jouent un rôle majeur dans la dispersion des résultats obtenus par les GCMs en réponse à un accroissement des gaz à effet de serre est établi depuis maintenant une bonne dizaine d'années (Cess et al., 1990; IPCC, 2001; Colman, 2003; Stephens, 2005; Bony et al., 2006). Mais jusqu'à récemment, le ou les types de nuage à l'origine de cette dispersion n'avaient pas été identifiés. Est-ce les nuages associés à la convection profonde, les cirrus, les petits cumulus, les nuages de couche limite ? Sur la base d'une méthodologie originale permettant d'analyser les nuages tropicaux en fonction des régimes de circulations à grande échelle (Bony et al., 2004), nous avons étudié les rétroactions nuageuses simulées par une quinzaine de modèles couplés océan-atmosphère qui ont participé à la préparation du 4^e rapport du GIEC. Pour chacun des modèles, nous avons évalué en fonction des régimes de circulations (i) la réponse du forçage radiatif des nuages à un changement long-terme de la température associé à une augmentation du CO_2 dans l'atmosphère et (ii) la sensibilité interannuelle du forçage radiatif des nuages à un changement de température de surface de l'océan (Bony and Dufresne, 2005). Les principaux résultats de ce travail sont les suivants :

1. Dans les simulations de changement climatique associé à un accroissement de CO_2 , les 15 modèles couplés considérés prédisent une vaste gamme de réponses nuageuses, allant de -1.6 à $+2 \text{ W.m}^{-2}.\text{K}^{-1}$. Notre analyse montre que cette dispersion provient

en tout premier lieu de la variété de réponses des nuages de couche limite des zones de subsidence au réchauffement climatique (Fig. 48). En comparaison, la réponse des nuages convectifs au réchauffement constitue une faible contribution à la dispersion des rétroactions.

2. Dans le climat actuel, dans la plupart des régimes de circulation atmosphérique les modèles couplés prédisent des sensibilités interannuelles du forçage radiatif des nuages à un changement de température de surface à l'intérieur de la marge d'incertitude des observations et des ré-analyses. Dans les zones de subsidence non précipitantes, par contre, 90% des modèles sous-estiment la sensibilité du forçage radiatif des nuages à la température de surface, et c'est dans ces régimes (qui représentent 25 à 30% des tropiques) que les simulations de modèles sont les plus divergentes les unes par rapport aux autres.

La combinaison de ces deux résultats nous a fait conclure qu'actuellement, la représentation des nuages de couche limite marine dans les modèles de climat sont au centre des incertitudes associées aux rétroactions nuageuses (Bony and Dufresne, 2005). D'autres études, à l'échelle globale, ont confirmé cette importance des rétroactions nuageuses dans le spectre solaire et l'importance des nuages bas (e.g. Webb et al., 2006; Williams and Tselioudis, 2007).

3.7 Effets des aérosols sulfatés sur le climat du 20^e et 21^e siècle.

Les aérosols sulfatés diffusent le rayonnement solaire incident et affectent la formation des gouttes d'eau des nuages via différents processus. Le premier effet est dit direct et les seconds indirects. On peut imaginer moult effets indirects, et nous en considérons ici un seul (appelé premier effet indirect) : l'effet des aérosols sur le rayon des gouttes des nuages, ce changement affectant les propriétés radiatives des nuages mais pas les autres (formations des précipitations...). La représentation du premier effet indirect dans le modèle de circulation générale de l'atmosphère LMDZ utilisée pour les simulations de changement climatique est assez ancienne (Boucher and Lohmann, 1995). Elle est basée sur une loi empirique spécifiant la dépendance du nombre de gouttelettes de nuages par unité de volume en fonction de la masse d'aérosols présents. L'arrivée des observations POLDER avait permis de montrer que la dépendance du rayon effectif des nuages en fonction de la quantité d'aérosols était trop forte dans LMDZ comparée aux données satellitales (Quaas et al., 2004). Afin d'y remédier les deux paramètres de cette formule empirique ont été ajustés pour reproduire avec le modèle la relation entre la taille des gouttelettes et l'indice des aérosols observée par POLDER (Quaas and Boucher, 2005). C'est ce nouvel ajustement qui est inclus dans la version du modèle couplé de l'IPSL (Marti et al., 2005) utilisée pour réaliser les scénarios de changement climatique, et qui donne des résultats très satisfaisants (Dufresne et al., 2005b). En effet, la simulation incluant l'effet direct et le premier effet indirect des aérosols sulfatés reproduit beaucoup plus fidèlement l'évolution de la température moyenne de surface observée au cours du 20^e siècle que la simulation avec uniquement les gaz à effet de serre (Fig. 49). L'accroissement de température au 20^e siècle aurait été plus important sans l'effet "refroidisseur" des aérosols sulfatés.

Nous avons également réalisé des simulations de changements climatiques futurs en prenant en compte ou en négligeant l'effet direct et le premier effet indirect des aérosols, et ce pour le scénario SRES-A2. On obtient alors le résultat apparemment paradoxal qui est que l'accroissement de température pendant le 21^e siècle est peu dépendant du fait que l'on considère ou que l'on néglige les effets des aérosols sulfatés. Les principales raisons de cet effet moindre des aérosols sont les suivantes : la diminution de la quantité de sulfate émis, le fait que le CO₂ s'accumule dans l'atmosphère alors que les aérosols sont rapidement lessivés, et enfin la non linéarité de l'effet indirect des aérosols (leur forçage radiatif par unité de masse est réduit lorsque la masse augmente).

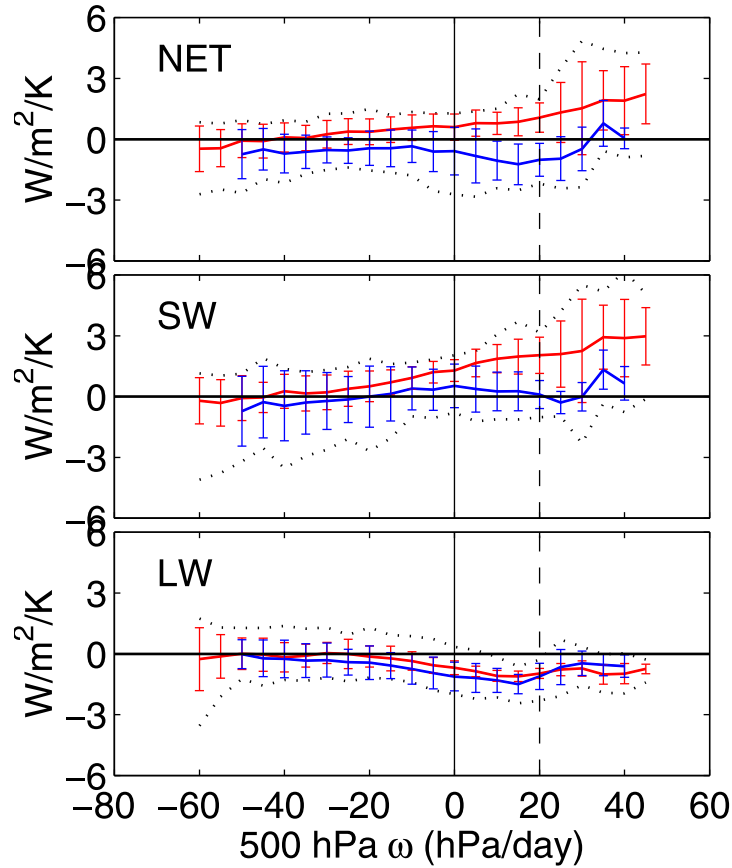


FIG. 48 – Sensibilité (en $\text{W m}^{-2}\text{K}^{-1}$) du forçage radiatif net, solaire (SW) et infrarouge (LW) des nuages tropicaux à un changement de température de surface océanique dans une situation de changement climatique (accroissement du CO_2 de 1% par an) pour 15 modèles couplés ayant participé à la préparation du 4^{ème} rapport du GIEC. Cette sensibilité (en ordonnée) est calculée pour différents régimes de circulation atmosphérique, ces régimes étant caractérisés par la vitesse verticale ω à 500 hPa (en abscisse). Les valeurs positives de ω correspondent aux régimes de subsidences et celles négatives aux régimes d’ascendances. Les modèles ont été séparés en deux catégories : ceux qui simulent une diminution du forçage radiatif des nuages lorsque la température augmente (en rouges, 8 modèles) et ceux qui simulent un accroissement du forçage radiatif des nuages (en bleu, 7 modèles). Cette figure montre clairement que la différence la plus nette entre ces deux groupes de modèles se situe dans le domaine visible (SW) et pour les régimes de subsidence marquée ($\omega \geq 10 \text{ hPa.d}^{-1}$), c’est à dire pour des régimes où les nuages sont principalement des nuages de couche limite océanique (zone d’alizés et bord est des bassins océaniques).

Si on regarde l’effet des aérosols sur la température à 2m, en moyenne globale et en moyenne zonale, on observe que l’effet des aérosols augmente jusque vers les années 2020, puis reste à peu près constant. Le refroidissement est d’abord principalement situé au nord de l’hémisphère nord, puis s’étend progressivement à tout le globe en perdant en amplitude.

Nous avons ensuite utilisé les forçages radiatifs pour interpréter ces résultats et sa-

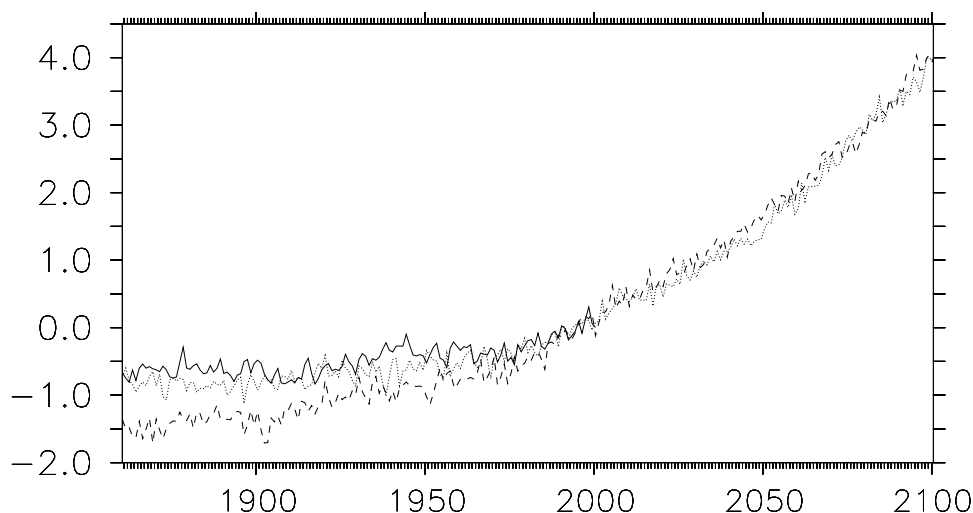


FIG. 49 – Évolution de la température moyenne de l'air en surface de la Terre, en fonction du temps (années 1860-2100), observée (trait continu) et simulée avec les aérosols sulfatés anthropiques (pointillé) ou avec les aérosols sulfatés maintenus à leur valeurs préindustrielles (tirets). Pour le futur, nous utilisons le scénario SRES-A2.

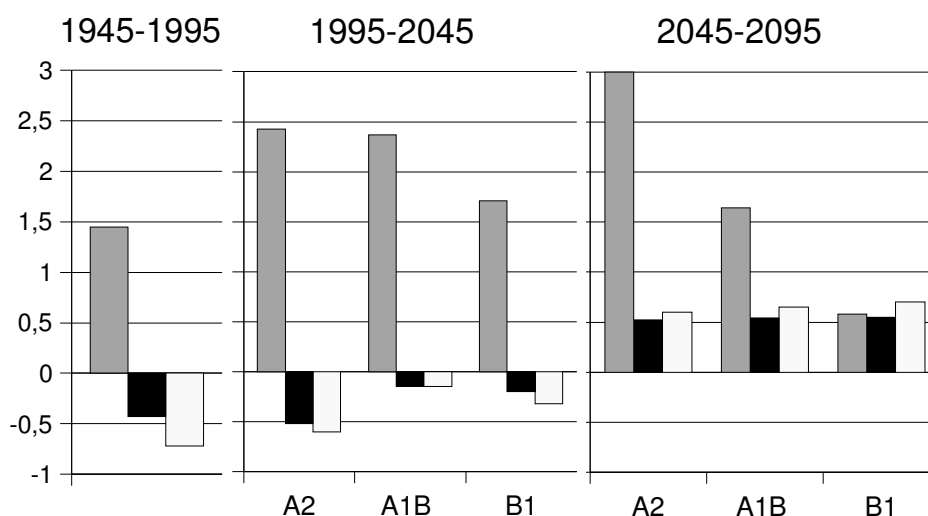


FIG. 50 – Changement du forçage radiatif pendant 3 périodes de 50 ans (1945-1995, 1995-2045, 2045-2095) dû aux gaz à effet de serre (gris) et aux aérosols sulfatés tel que calculé par le modèle couplé IPSL-CM4 (noir) ou par Pham et al. (2005) (blanc). Les changements du forçage radiatif sont calculés comme la différence entre les moyennes sur 10 ans, centrées sur chacune des limites de la période. Pour le 21^e siècle, les changements sont calculés pour les scénarios A2, A1B et B1.

voir s'ils pouvaient être étendus aux autres scénarios (Dufresne et al., 2005b). Sur les

trois périodes consécutives de 50 ans, 1945-1995, 1995-2045 et 2045-2095, on obtient des résultats très différents (Fig. 50). Durant la période 1945-1995, l'accroissement (en valeur absolue) du forçage radiatif des aérosols sulfatés compense à hauteur d'un tiers environ l'accroissement du forçage radiatif des gaz à effet de serre. Sur la période 1995-2045, le forçage radiatif des aérosols sulfatés change peu alors que celui des gaz à effet de serre continue à croître. Enfin sur la période 2045-2095, la forte diminution des émissions de sulfate réduit leur effet "refroidisseur" ; on a alors une augmentation du forçage radiatif qui vient s'ajouter à l'accroissement du forçage par les gaz à effet de serre.

Ainsi, si l'on en croit cette modélisation simplifiée, les effets des aérosols sulfatés représentent une bombe à retardement : jusqu'à aujourd'hui ces aérosols ont masqué une partie importante de l'augmentation de température due à l'accroissement des gaz à effet de serre, et la réduction de leurs émissions ainsi que leur durée de séjour limité dans l'atmosphère annuleront prochainement cet effet de refroidissement temporaire.

3.8 Les rétroactions climat-carbone

Le cycle du carbone peut être très grossièrement schématisé comme suit : le carbone atmosphérique est fixé par la biosphère ou par l'océan puis est relâché dans l'atmosphère quelques heures ou plusieurs millénaires plus tard selon les processus mis en jeu. En situation de quasi-équilibre, il y a environ autant de carbone fixé que relâché. Sur des constantes de temps de quelques siècles, et sans changement climatique notable, on observe effectivement une concentration de CO_2 à peu près constante, donc des puits océaniques et biosphériques globalement nuls.

Depuis plus d'un siècle, la concentration mesurée de CO_2 dans l'atmosphère a augmenté de 30% passant de 280 ppmv en 1860 à 370 ppmv de nos jours. Cette augmentation serait environ deux fois plus forte si tout le CO_2 émis par les activités humaines restait dans l'atmosphère ; en effet, environ la moitié de ce CO_2 émis est capté par la biosphère et par l'océan. L'accroissement du CO_2 atmosphérique favorise la fixation du carbone par les plantes et l'océan (effet de fertilisation biosphérique et augmentation de l'échange diffusif air-mer). Ce carbone fixé étant relâché dans l'atmosphère avec un certain délai (nous nous intéressons ici aux périodes allant de l'année à quelques siècles), l'accroissement rapide de CO_2 entretient une augmentation du flux net de carbone stocké par la biosphère et l'océan. Les puits de carbone tant biosphérique que océanique ont ainsi tendance à croître, ce qui explique que seule environ la moitié du CO_2 relâché actuellement par l'homme dans l'atmosphère y reste. Qu'en sera-t-il dans le futur ?

Les processus régissant la fixation et le relâchement du carbone dépendant du climat, une variation de celui-ci entraînera une modification de la concentration de quasi-équilibre de CO_2 . Sur des constantes de temps de plusieurs milliers d'années, les paléodonnées issues des carottes de glace nous montrent que la dépendance de la concentration de CO_2 avec la température moyenne du globe est d'environ 20 ppmv/°C. Comment évolueront ces puits sur des échelles de temps plus courtes, de quelques dizaines à quelques centaines d'années ? Avant l'année 2000, des études avaient montré que le changement climatique résultant de l'accroissement du CO_2 pourrait réduire de façon significative l'efficacité de ces puits de CO_2 , et donc pourrait introduire un effet amplificateur (une rétroaction positive) entre climat et cycle du carbone. A cette époque, le couplage climat-carbone à l'échelle globale avait déjà été abordé, mais uniquement à partir de modèles « en boîte » ou de modèles quasi-bidimensionnels simplifiés.

A l'IPSL, nous avons développé un modèle tridimensionnel en couplant le modèle climatique IPSL-CM2 (modèle couplé atmosphère-océan) à des modèles du cycle du carbone : CASA/SLAVE (Friedlingstein et al., 1995) pour la partie biosphérique et HAMOCC3 (Maier-Reimer, 1993; Aumont et al., 1999) pour la partie biogéochimie marine. Les deux modèles du cycle du carbone sont forcés à partir de valeurs moyennes mensuelles de variables climatiques : le flux solaire, la température et la précipitation pour la biosphère, les

flux de surface, les champs tridimensionnels de température, salinité, vitesse et diffusion verticale pour le modèle de biogéochimie océanique. La concentration de l'atmosphère en CO_2 est uniforme sur le globe et évolue une fois par an en fonction du bilan entre les sources anthropiques éventuelles et les puits biosphériques et océaniques calculés par les deux modèles du cycle du carbone (Dufresne et al., 2002a).

Une simulation de contrôle, sans émission anthropique de CO_2 , nous a permis de vérifier la stabilité du modèle, l'absence de dérive aussi bien du climat que du CO_2 pendant les 200 années de simulation. En parallèle, une simulation de l'évolution du climat et du CO_2 atmosphérique de 1860 à 2100 nous a permis de confronter nos résultats aux observations pour la période historique (1860-2000) et de simuler l'évolution future du climat et du cycle du carbone au cours du 21^e siècle. Pour cette simulation, les émissions de CO_2 utilisées sont fournies par le GIEC : une estimation d'après les observations pour la période historique et le scénario SRES-A2 pour le 21^e siècle. La simulation reproduit très correctement l'évolution observée de la température moyenne du globe et de la concentration de l'atmosphère en CO_2 (Dufresne et al., 2002a).

Pour caractériser les rétroactions entre le climat et le cycle du carbone, nous avons réalisé tout un ensemble de simulations (Fig. 51). Il y a tout d'abord la simulation de contrôle et la simulation scénario (respectivement en noir et en rouge sur les figures 51 et 52) dont nous venons de parler et qui sont réalisées avec le modèle couplé climat-carbone. Il y a ensuite une simulation à climat prescrit (vert, Fig. 51 et 52), ou simulation découplée, dans laquelle on impose les mêmes émissions de CO_2 que pour la simulation scénario mais pour laquelle les modèles de carbone voient le climat de contrôle, c.-à-d. un climat non influencé par l'évolution de la concentration en CO_2 . Conformément à ce que l'on attend, les puits naturels de carbone sont plus efficaces dans cette simulation où le climat ne se réchauffe pas et la concentration de CO_2 augmente moins que pour la simulation scénario couplée (Fig. 52 en haut). Si on regarde le carbone capté par la biosphère, il est plus élevé (en valeur absolue) quand le climat est prescrit (Fig. 52, milieux). Ceci est cohérent avec les études précédentes qui avaient montré que le changement climatique résultant de l'accroissement du CO_2 pourrait réduire de façon significative l'efficacité de ces puits de CO_2 . Par contre ceci n'est pas le cas pour le carbone capté par l'océan (Fig. 52, en bas), qui est plus faible (en valeur absolue) dans la simulation à climat prescrit. Pour comprendre ce résultat apparemment paradoxal, nous avons réalisé une quatrième simulation, dite à concentration prescrite de CO_2 , pour laquelle les modèles de carbone voient la même concentration de CO_2 que la simulation précédente mais avec le climat de la simulation scénario, c.-à-d. un climat qui répond à l'accroissement du CO_2 . Si on fait la différence entre cette simulation et celle "à climat prescrit", on isole bien le seul effet du climat, puisque la concentration de CO_2 est identique (Fig. 51). Et on voit bien qu'à l'échelle globale, le réchauffement climatique réduit à la fois le puits de carbone de la biosphère et celui de l'océan (Fig. 52, "direct climate impact"). Par contre, comme les puits naturels de carbone diminuent, la concentration de CO_2 augmente plus dans la simulation scénario couplée, ce qui a pour effet d'augmenter la fertilisation de la biosphère continentale et d'augmenter les échanges diffusifs air-mer (Fig. 52, "indirect climate impact"). Pour l'océan cet effet est très important et supplante l'effet direct du réchauffement climatique. Une fraction importante du CO_2 qui n'est plus capté par la biosphère continentale du fait du réchauffement est capté par l'océan du fait de l'augmentation des échanges diffusifs air-mer.

Lorsque l'on compare les résultats obtenus avec différents modèles couplés climat-carbone, on s'aperçoit que la principale source de dispersion entre les modèles est la réponse du puits de la biosphère continentale réponse au réchauffement climatique, qui varie beaucoup selon les modèles (Friedlingstein et al., 2003, 2006). Nous avons essayé d'évaluer qu'elle pourrait être la part de cette dispersion due aux modèles de climat (Berthelot et al., 2005). Pour ceci, un même modèle de biosphère continentale, CASA/SLAVE (Friedlingstein et al., 1995), à été forcé par des résultats de simulations de changement

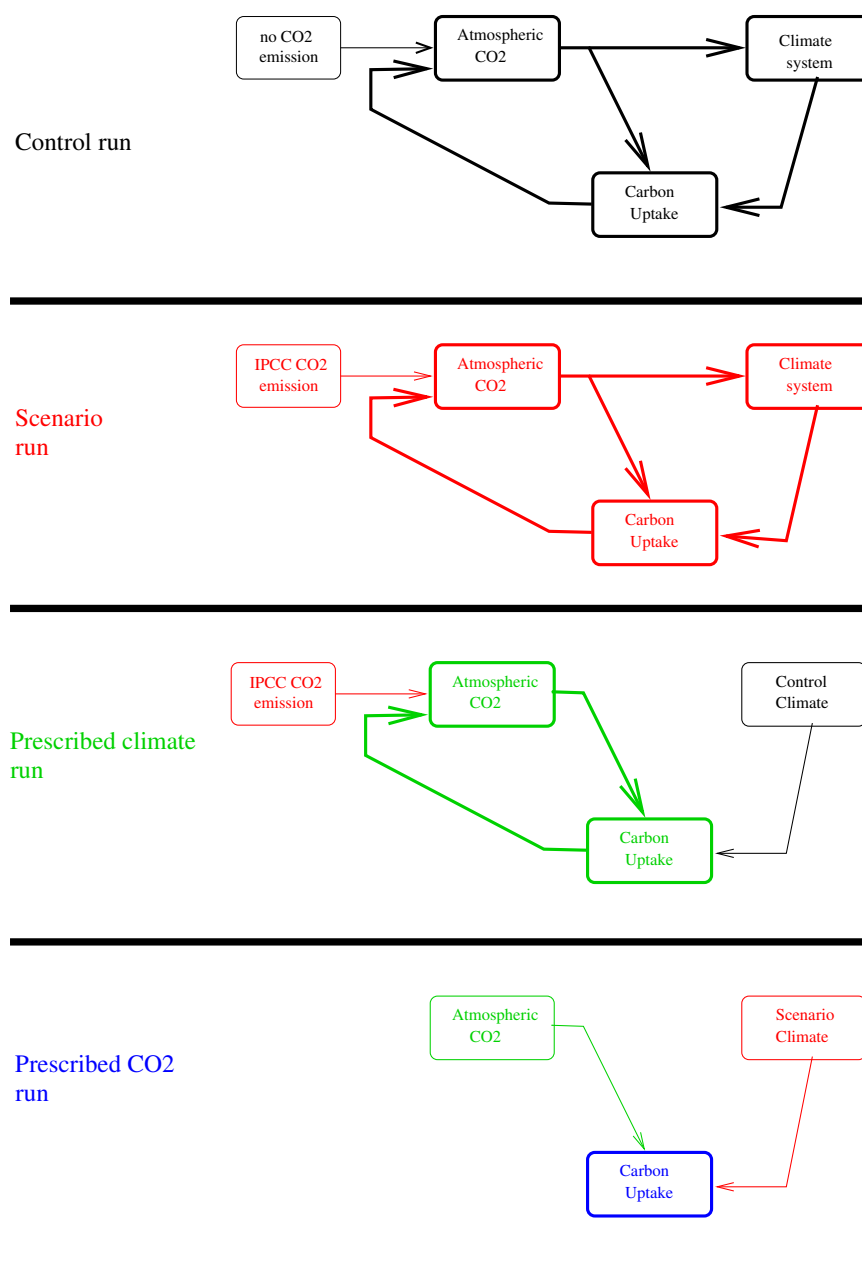


FIG. 51 – Description schématique des modèles utilisés, et de leur couplage, pour les différentes simulations. En noir et en rouge, il y a les deux simulations réalisées avec le modèle couplé climat-carbone, respectivement la simulation de contrôle (pas d'émission de CO_2) et la simulation scénario (avec émission de CO_2). Il y a ensuite une simulation à climat prescrit (vert) avec les mêmes émissions de CO_2 que pour la simulation scénario mais pour laquelle les modèles de carbone voient le climat de la simulation de contrôle. Il y a enfin la simulation avec concentration prescrite de CO_2 , pour laquelle les modèles de carbone voient la même concentration de CO_2 que la simulation précédente mais avec le climat de la simulation scénario, c.-à-d. un climat qui répond à l'accroissement du CO_2 .

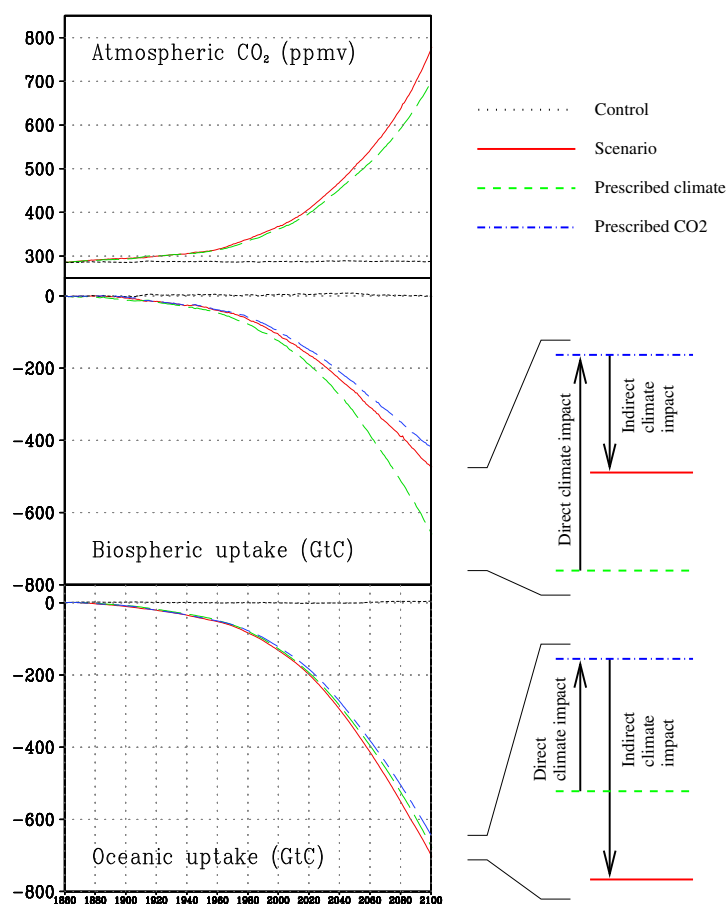


FIG. 52 – Variation en fonction du temps de la concentration de l'atmosphère en CO₂ (en haut), du carbone stocké par la biosphère continentale (milieu) et stocké par l'océan (bas). Ces variations sont calculées pour les simulations de contrôle (noir), scénario (rouge), à climat prescrit (vert) et à concentration de CO₂ prescrite (bleue).

climatique réalisées avec 14 modèles différents. Pour cet ensemble de modèles, la « sensibilité climatique du carbone biosphérique », c.-à-d. la variation de la quantité de carbone stocké par la biosphère est $\gamma = -47 \pm 19 \text{ GtC}/^\circ\text{C}$ (valeur moyenne des modèles ± 1 écart type). En moyenne, la quantité de carbone stocké par la biosphère diminue lorsque la température augmente, mais la dispersion est forte, de l'ordre de 50%. Le modèle de carbone étant toujours le même, cette différence peut avoir deux origines :

1. la différence de la quantité de carbone stocké dans les différents réservoirs du modèle. Par exemple, le changement de respiration du sol (i.e. le changement de la quantité de CO₂ libéré lors de la décomposition du carbone stocké dans le sol) en réponse à un accroissement de température dépend directement de la quantité de carbone stocké dans le sol. Plus ce stock est élevé, plus la réponse sera élevée
2. la différence de réponse des variables climatiques *locales*. Pour une même variation de la température globale, les changements des variables climatiques *locales* (pluie, température, ensoleillement...) diffèrent d'un modèle à l'autre. La biosphère est donc

soumise à des variations différentes de climat, et sa réponse pourra être différente d'un modèle à l'autre.

Ainsi une dispersion de 50% de la réponse du carbone biosphérique en réponse à un *même* accroissement de la température globale de la Terre peut être due à la différences entre les modèles climatiques. Mais cette étude a également montré que plus la sensibilité du climat à un accroissement de CO₂ d'un modèle était élevée, plus la « sensibilité climatique du carbone biosphérique » était également élevée. Cette corrélation est particulièrement élevée dans les tropiques, et nous avons émis l'hypothèse du mécanisme suivant : dans les tropiques, les modèles dont la sensibilité climatique est forte sont ceux dont la sensibilité de l'humidité des sols à la température est élevée, c.-à-d. ceux pour lesquels l'assèchement des sols est le plus important pour un *même* accroissement de la température globale. Et ce fort assèchement des sols affecte fortement le cycle du carbone en réduisant l'efficacité du stockage du CO₂ par les plantes.

4 Perspectives

Les questions autour des projections de changement climatique évoluent fortement. Nous passons d’une période où il s’agissait avant tout d’estimer s’il y avait ou non un risque de voir le climat changer fortement du fait des activités humaines à une période où il s’agit de fournir des informations pertinentes pour chercher à limiter les changements climatiques et leurs impacts ou pour anticiper les conséquences du réchauffement climatique. De plus des questions d’ingénierie climatique, c.-à-d. de modification volontaire de l’environnement pour diminuer l’amplitude des changements climatiques, sont posées de façon de plus en plus régulièrement. Il y a ainsi ouverture vers d’autres communautés mais il y a surtout des exigences beaucoup plus fortes en terme de précision, de pertinence et de fiabilité des projections de changement climatique.

Dans ce contexte, les perspectives de recherche envisagées portent principalement sur le développement et l’évaluation des modèles climatiques afin d’améliorer les estimations

1. de l’amplitude du réchauffement global. C’est en effet un facteur d’échelle très utile et sur lequel il reste de fortes incertitudes
2. de la distribution géographique à grande échelle des changements climatiques, notamment pour la circulation générale de l’atmosphère et pour les précipitations. C’est un préalable à des études régionales plus fines et plus approfondies
3. des effets de ces changements sur les “événements météorologiques” à échelle régionale ou locale, c’est à dire sur les caractéristiques des variables météorologiques dont on sait qu’elles ont un fort impact sur nos sociétés, sur les écosystèmes...

Ce projet dépasse le cadre personnel : il s’inscrit dans le cadre des activités de l’équipe “modélisation du climat et des changements climatiques” du LMD et du pôle de modélisation de l’IPSL. Les échanges que j’ai pu avoir dans ce cadre, et plus particulièrement ceux avec Sandrine Bony, Frédéric Hourdin et Jean-Yves Grandpeix, ont largement contribué à l’élaboration de ce texte³⁶.

4.1 Comprendre les mécanismes régissant les changements climatiques globaux et les origines de la dispersion des projections futures

Le premier niveau de quantification des changements climatiques est l’estimation du réchauffement global en réponse à une perturbation prescrite. On parle d’estimation de la sensibilité climatique. En effet, même si la valeur du réchauffement global est très insuffisante pour quantifier les changements climatiques sous ses différents aspects, c’est un indicateur très utile, par exemple pour mettre à l’échelle et comparer les changements de différentes variables climatiques simulés par différents modèles ou pour comparer différents scénarios d’émission de gaz à effet de serre. Dans ce contexte, l’analyse classique des rétroactions est un outil qui permet de quantifier les différentes contributions au réchauffement global et de quantifier laquelle de ces contributions diffère le plus parmi les modèles. Nous avons pu ainsi montrer que la rétroaction de la vapeur d’eau est celle dont la contribution moyenne sur l’augmentation de la température est la plus forte et que la rétroaction des nuages est celle qui contribue le plus à la dispersion de ce réchauffement parmi les modèles actuels de climat (Dufresne and Bony, 2008). C’est une première étape, mais estimer plus finement les origines des cette dispersion est beaucoup plus intéressant. On peut par exemple se baser sur des modèles théoriques pour avoir une grille de lecture qui permet d’interpréter les résultats et définir des indicateurs quantitatifs. En se basant

³⁶En particulier la section 3 reprend en partie un texte écrit par Sandrine Bony et Frédéric Hourdin dans le cadre de l’élaboration d’un programme de recherche européen

sur un schéma idéalisé de la circulation tropicale, Bony et al. (2004) ont proposé une analyse en régime qui permet de caractériser et quantifier les changements des propriétés des nuages dans les tropiques. Ceci nous a permis ensuite de mettre en évidence le rôle clef des nuages bas dans la dispersion inter-modèles des estimations du réchauffement global (Bony and Dufresne, 2005).

Toujours pour les régions tropicales, des modèles théoriques de plus en plus complets sont développés et permettent d'analyser les évolutions futures du climat (e.g. Held and Soden, 2006). On dira que ces modèles permettent d'identifier, éventuellement de quantifier, des « mécanismes ». L'utilisation de ce type d'analyse pour interpréter les différences parmi les modèles et pour essayer d'en attribuer les origines reste néanmoins à faire. Lorsque l'on passe à une échelle spatiale plus fine, la dispersion des estimations des changements de précipitation devient encore plus importante, notamment au dessus des continents (Douvile et al., 2006; Meehl et al., 2007). On manque actuellement de guide permettant de les interpréter, mais on peut remarquer que cette forte dispersion est souvent présente dans des régions où les modèles ont de très gros défauts systématiques. Ceci plaide pour un retour vers des études plus fondamentales des processus régissant le climat et la météorologie de ces régions.

Ce n'est pas parce que tous les modèles simulent les mêmes changements climatiques que ces changements sont justes. Par contre si leurs projections sont différentes et que ces différences ne sont pas attribuables à la variabilité interne du climat, il est très probable (!) que certains modèles soient faux. Cerner progressivement les origines de ces différences est une des façons d'identifier les phénomènes qui jouent un rôle clef dans l'estimation des changements climatiques. Nous continuerons à travailler sur ce sujet afin d'identifier les phénomènes sur lesquels nous devons porter nos plus gros efforts de développement ou d'évaluation des modèles.

4.2 Analyser et interpréter les évolutions récentes du climat

L'analyse des simulations de changement climatique futur dont nous venons de parler permet d'identifier des mécanismes critiques pour la simulation de ces changements. La question de la validation reste cependant entière car on ne dispose pas d'observation directe de changements de même nature ou d'amplitude aussi importante. L'étude des paléoclimats permet d'analyser des variations de fortes amplitudes, mais a des limites : les observations sont très parcellaires et les perturbations qui ont généré ces variations sont de nature très différentes de celles dues aux activités humaines. L'étude des variations du climat à l'échelle du dernier siècle ou du dernier millénaire sont également utiles, mais il reste de nombreuses questions sur la nature et l'amplitude des forçages qui ont pu influencer le climat ainsi que sur les caractéristiques précises des variations du climat. Une autre piste est l'utilisation des évolutions récentes du climat : le réchauffement climatique globale depuis 50 ans contribue au 2/3 environ au réchauffement depuis 150 ans, et depuis 30 ans les observations, notamment satellitales, nous fournissent des informations de plus en plus précises sur le climat à l'échelle globale.

Dans les régions tropicales, régions pour laquelle nous avons de fortes compétences dans l'équipe "modélisation du climat", différents jeux d'observations révèlent de façon indépendante la présence de variations significatives du climat au cours des deux dernières décennies : augmentation de la température océanique (Rayner et al., 2006), de l'humidité dans la haute troposphère (Soden et al., 2005), diminution du flux solaire réfléchi (Wong et al., 2006), modification de la circulation de Hadley-Walker (Vecchi et al., 2006) et des régimes de précipitation (Allan and Soden, 2007). Nous allons chercher à déterminer qu'elle est la part de ces variations qui est due aux activités humaines et dans quelle mesure ces variations permettent d'évaluer les projections de changement climatique. L'approche que nous proposons est d'aborder ces questions à travers l'étude des « mécanismes » atmosphériques qui ont été pu être au préalable identifiés dans les simulations de chan-

gements climatiques. Par “mécanisme” nous entendons phénomènes formalisés avec un modèle simplifié. Cette approche possède les avantages suivants :

1. les changements climatiques simulés sont de forte amplitude, ce qui facilite l'identification des mécanismes associés
2. la réalisation de simulation avec différents forçages devrait nous permettre de déterminer quels sont les mécanismes en jeu en réponse à différents forçages et en jeu lors des changements dus à la variabilité interne du climat
3. il devrait être possible de proposer des diagnostics observationnels permettant d'évaluer les mécanismes critiques pour la simulation des changements climatiques

Un travail de thèse a été proposé sur ce sujet, en co-direction avec Sandrine Bony. On cherchera les jeux d'observations, notamment satellitaires, qui permettent de décrire l'évolution récente du climat. En se basant sur des modèles théoriques, on cherchera à identifier quelques mécanismes en jeu dans les simulations des changements climatiques futurs. On cherchera ensuite si on retrouve ces mécanismes dans les évolutions récentes observées et simulées par les modèles. Par rapport aux méthodes de détections attributions classiques, qui sont basées sur une analyse statistique de la distribution géographique des variations, on se basera d'avantage sur une analyse des variations de plusieurs variables via des modèles conceptuels.

4.3 Améliorer le contenu et l'évaluation physique des modèles atmosphériques

Motivation et contexte

Les modèles de circulation générale reposent en partie sur des paramétrisations destinées à représenter de façon simplifiée les phénomènes non explicitement résolus à l'échelle du modèle. Ces paramétrisations sont souvent très empiriques et peuvent jouer un rôle majeur sur les caractéristiques du climat simulé mais aussi sur la réponse du climat à des perturbations. Il est donc important de bien expliciter les hypothèses sur lesquelles elles reposent, de mieux expliciter leur domaine de validité, de renforcer leur confrontation à des observations ou à des résultats de modèles plus détaillés (LES, CRM...). Un travail de fond dans ce sens a été initié il y a quelques années dans notre équipe, principalement par Frédéric Hourdin et Jean-Yves Grandpeix, et a déjà abouti à une évolution majeure de la paramétrisation de la convection (changement du déclenchement et de la fermetures, introduction d'un modèle de poches froides) et à une nouvelle paramétrisation de la couche limite convective (thèse de Catherine Rio, soutenue fin 2007). Ce travail de développement sera poursuivi et amplifié dans le futur. En effet, un des résultats importants du dernier rapport du GIEC, l'AR4, est que la dispersion des projections de changement climatique n'a pas diminué depuis le précédent rapport, il y a 6 ans. Par exemple l'estimation du réchauffement moyen en réponse à un doublement de la concentration de CO_2 varie toujours de +2 à +5K selon les modèles (Meehl et al., 2007). Pourtant entre ces deux rapports, les modèles couplés atmosphère-océan ont beaucoup gagné en cohérence (surtout à l'interface air-mer) et simulent de façon plus réaliste le climat actuel (Randall et al., 2007). Les coordinateurs du projet CMIP-3 (Coupled Model Intercomparison Project), sous les auspices duquel ont été réalisées ces simulations, prévoyaient que cette dispersion serait réduite (Meehl et al., 2005). Ce ne fut pas le cas. Si on considère uniquement le réchauffement globale, les rétroactions nuageuses sont clairement identifiées comme étant la principale source de cette dispersion (Bony et al., 2006; Randall et al., 2007). A l'échelle continentale ou régionale, la dispersion des projections est encore plus forte pour les précipitations (Douville et al., 2006; Meehl et al., 2007). Sur une large partie des continents, notamment dans les tropiques, l'incertitude ne porte pas seulement sur l'amplitude des changements des précipitations mais sur le signe même de

ces changements : certains modèles simulent des fortes augmentations, d'autres des fortes diminutions, sans que l'on sache établir lequel de ces résultats est le plus crédible. Si on s'intéresse au couplage entre le climat et le cycle du carbone, les résultats montrent que l'amplitude des rétroactions climat-carbone dépend très fortement des changements de précipitations et de la sensibilité climatique (Berthelot et al., 2005).

L'amélioration de la représentation des processus nuageux, convectif, de couche limite et de formation des précipitations sont donc un des points clef pour améliorer les projections de changement climatique, aussi bien à l'échelle globale que régionale, que l'on considère uniquement le climat où son couplage avec d'autres composantes. Cette amélioration peut-elle se faire dans le cadre des modèles globaux actuels où de nombreux processus sont paramétrés ? Ou doit-elle se faire en utilisant directement des modèles à très hautes résolutions spatiales dans lesquels certains de ces processus sont explicitement résolus ? La question se pose depuis quelques années avec l'accroissement continu des puissances de calcul. Des expériences ont été menées en remplaçant dans chaque colonne d'un GCM les paramétrisations habituelles par un modèle bidimensionnel à très haute résolution spatiale (approche dit de super-paramétrisation) (e.g. Khairoutdinov et al., 2005, 2008). Un autre type d'approche consiste à utiliser directement un GCM avec une très haute résolution spatiale afin de diminuer le rôle des paramétrisations (e.g. Iga et al., 2007). Dans cette dernière étude, c'est surtout la résolution horizontale qui est augmentée ($\Delta x \approx \Delta y \approx 10\text{km}$), la résolution verticale reste celle d'un GCM classique et l'appellation de « CRM globaux », souvent utilisée pour ces modèles, n'est de ce fait pas vraiment justifiée et nous lui préférons celle de modèles globaux à très haute résolution. Pour l'instant nous avons choisi de ne pas miser avant tout sur l'accroissement de la résolution pour palier aux insuffisances des paramétrisations actuelles, principalement pour les raisons suivantes :

- les modèles à très haute résolution qui résolvent la convection (les CRM, $\Delta x \approx \Delta y \approx 1\text{km}$, $\Delta z \approx 100\text{m}$) sont des outils très intéressants mais ne peuvent pas être considérés comme des modèles de références. En effet plusieurs processus clefs pour la formation des nuages, de leurs propriétés micro-physique et des précipitations sont encore fortement paramétrés, et plusieurs de ces paramétrisations sont du même type que celles des GCMs classiques. On peut illustrer ceci par le travail de Xu et al. (2005) qui comparent, pour un cas de nuages frontaux peu profond, des modèles uni-colonne issus de GCM atmosphériques (des SCM) à des CRM. Les résultats montrent que pour les variables décrivant les nuages, la dispersion entre les CRM et du même ordre que celle entre les SCM, que l'écart aux observation est du même ordre pour ces deux classes de modèles. Cet écart est un peu plus faible pour les CRM, mais leur nombre est aussi moins élevé.
- Pour résoudre explicitement la circulation atmosphérique associée à la convection profonde ou peu profonde ou la circulation dans la couche limite, il faut utiliser une résolution très fine ($\Delta x \approx \Delta y \approx 100\text{m}$, $\Delta z \approx 10\text{m}$). L'utilisation de modèles avec une telle résolution, les LES (Large Eddy Simulations), à l'échelle globale, pourrait changer radicalement la question, mais pour l'instant, et encore pendant des dizaines d'années, ces modèles ne pourront couvrir que des domaines spatiaux très limités

Ainsi nous pensons que l'amélioration des GCM (et aussi des CRM) passe encore, pour au moins 15 à 20 ans, par l'amélioration des paramétrisations. De plus, une paramétrisation développée avec le souci de bien expliciter les processus physiques modélisés est aussi un outil de compréhension et pas seulement de simulation. Dans le cadre de la préparation du prochain appel d'offre européen du FP7, notre équipe a commencé à bâtir avec des collègues européens un projet autour de la thématique suivante : « Physically based evaluation and improvement of climate models : Cloud-climate feedbacks and future precipitation changes »

Approche

Ce travail d'amélioration des paramétrisations pourra se faire en s'appuyant sur trois types différents d'outils :

1. les observations intensives sur quelques sites ou lors de campagnes expérimentales
2. les modèles à très haute résolution
3. les observations satellitaires à l'échelle globale

L'utilisation directe d'observations in situ pour évaluer ou développer les modèles climatiques est récente et a été développée dans notre équipe par Frédéric Hourdin. En utilisant les données du SIRTa et une version zoomée de LMDz guidée par les ré-analyses, Coindreau et al. (2007) ont pu montrer que cette approche était particulièrement utile et pertinente pour évaluer l'évolution temporelle de la couche limite au cours de la journée. Cette approche est également utilisée dans le cadre de la campagne AMMA pour évaluer le modèle LMDz non plus au dessus d'un seul site mais sur toute une région. L'introduction du simulateur de RTTOVS permet une comparaison quantitative avec les observations des satellites géostationnaires Meteosat et plusieurs études en cours sont basées sur cette approche.

Les modèles à aire limitée à très haute résolution sont des outils très précieux pour analyser et comprendre les processus à paramétrer. Ce lien entre modèles à haute résolution pour étudier les processus (animé par le groupe GCSS pour GEWEX Cloud System Study) et modèles globaux (communauté GCM) a déjà été initié à travers des projets européens comme EUROCS puis EUCREM, et plus récemment par le projet AMMA. En plus des études de processus, en général autour de campagnes d'observation, de nouveaux liens se créent en ce moment pour aborder de façon conjointe des questions scientifiques propres aux études de changement climatique. Ceci se fait notamment dans le cadre du projet CFMIP-2, co-piloté par Sandrine Bony, et était un des buts du workshop intitulé « assessment of cloud and water vapour feedback processes in GCMs » que nous avons organisé du 11 au 13 avril 2007 à Paris (cf. www.cfmip.net). Au niveau national ce travail se fait dans le cadre d'une collaboration déjà active entre les équipes "climat" et "mésos-échelle" du CNRM et le LMD.

Les observations à l'échelle globale fournissent une description de plus en plus précise de l'atmosphère, notamment grâce à l'arrivée d'une nouvelle génération de satellites. Avec l'A-train, la complémentarité des observations par télédétection active (e.g. CALIPSO, CloudSat) et passive (CERES, MODIS, Parasol, etc) permet pour la première fois d'évaluer la distribution verticale des nuages en même temps que les différentes propriétés optiques affectant les effets radiatifs des nuages. Il y a également l'arrivée de nouveaux satellites géostationnaires plus performants (MSG) et de nouveaux satellites défilants (Metop et bientôt Méga-Tropiques). Il devient possible d'observer en même temps tout un ensemble de variables décrivant les propriétés micro et macro-physiques des nuages, de mesurer la vapeur d'eau avec une meilleure résolution verticale... L'évaluation des modèles pourra porter sur un ensemble assez complet de propriétés (altitude, phase, recouvrement, propriétés optiques) alors que jusqu'à présent elle reposait essentiellement sur la mesure des flux ondes courtes et ondes longues au sommet de l'atmosphère. Ceci était très insuffisant car une bonne reproduction des flux peut être le résultat de diverses compensations d'erreurs.

Nous comptons profiter pleinement de ces nouvelles observations pour mieux évaluer les modèles mais aussi pour aider à leur développement. Plusieurs actions ont déjà été entreprises en ce sens :

- un simulateur CALIPSO permettant une comparaison quantitative précise des GCM avec les observations satellitaires correspondantes a été développé (Chepfer et al., 2008). Il sera associé à d'autres simulateurs afin de réaliser un simulateur ISCCP/CALIPSO/CloudSat dans le cadre du projet CFMIP-2. La décision de principe a été

- prise pour que l'utilisation de ce simulateur soit recommandée par le projet CMIP-4 (Coupled Model Intercomparison Project) sous les auspices duquel devraient être réalisées les simulations pour la préparation du prochain rapport du GIEC, l'AR5 (la décision et le calendrier officiel de ce rapport devrait être arrêtés prochainement).
- dans le cadre de la thèse de Dimitra Konsta, démarrée en 2007 et que je co-dirige avec Hélène Chepfer, nous avons commencé à évaluer les propriétés des nuages simulés par le modèle LMDz en utilisant des données de l'A-train. Nous avons commencé avec les données lidar de CALIPSO. Nous allons ensuite explorer les possibilités d'utilisation conjointe d'autres capteurs (CERES, Parasol, MODIS...) et étudier quelles sont alors les nouvelles possibilités d'évaluer les propriétés macro et micro-physiques des nuages.

La formation des nuages dépend en premier lieu de la circulation générale atmosphérique, de la convection, de la turbulence, du refroidissement au sommet des nuages, de la distribution sous-maille de la vapeur d'eau... Des méthodologies spécifiques ont été développées afin de mieux appréhender comment les caractéristiques des nuages dépendent de ces grandeurs : ce sont par exemple l'analyse en régime pour les tropiques, (e.g. Bony et al., 2004) ou l'analyse en fonction de la dynamique grande échelle pour les moyennes latitudes (e.g. Tselioudis and Rossow, 2006). Ceci permet d'évaluer plus finement les modèles par rapport aux observations. Un travail en ce sens a débuté afin d'explorer les nouvelles possibilités offertes par les instruments de l'A-Train. On cherchera jusqu'où l'approche multi-capteurs permet de décrire les propriétés micro et macro physiques des nuages et comment ces propriétés varient en fonction de la circulation atmosphérique. On évaluera les modèles sur la base de cette variation des propriétés avec la circulation.

Cette estimations de la variation des propriétés des nuages avec la circulation atmosphérique devrait ensuite permettre d'aborder des questions relatives aux propriétés micro-physique des nuages. Si on s'intéresse par exemple aux effets indirects des aérosols (effets des aérosols sur les propriétés des nuages) leurs estimations à partir des observations globales ne sont pas encore fiables pour deux raisons principales : les observations globales des propriétés nuageuses ne sont pas assez précises mais surtout, lorsque l'on observe une variation de ces propriétés nuageuses, il est difficile de séparer l'effet des aérosols de celui d'un changement des caractéristiques thermodynamiques de l'environnement des nuages. En effet, un changement de la concentration en aérosol est souvent lié à un changement de masse d'air, donc de la circulation ou des propriétés thermodynamiques de l'air, et identifier l'effet des aérosols nécessite de bien connaître, de bien prendre en compte l'effet des autres grandeurs. Ainsi de bonnes observations et une analyse en fonction des caractéristiques thermodynamiques de l'environnement des nuages sont un préalable indispensable à l'étude des effets indirects des aérosols : "The cloud feedback problem thus has to be solved in order to assess the aerosol indirect forcing more reliably." (Lohmann and Feichter, 2005). Les nouvelles observations et les nouveaux développements méthodologiques que nous allons réaliser devraient nous permettre de relancer nos activités sur les effets indirects des aérosols.

4.4 Développer les modèles climatiques intégrés et explorer de nouveaux couplages

Pour le développement du modèle couplé atmosphère-océan de l'IPSL, nous avons d'abord couplé les composantes "rapides" (réponse < 1000 ans) du système climatique via les grandeurs physiques suivantes : énergie, eau, quantité de mouvement. Puis nous avons ajouté le couplage avec le cycle du carbone, et ce modèle évolue progressivement vers une conception plus intégrée du système climatique en ajoutant progressivement d'autres composantes (aérosols, calotte polaire...) ou des couplages via d'autre processus : chimique, biogéochimique... L'objectif est de traiter de façon plus cohérente le système climatique dans son ensemble et d'explorer le rôle de nouveaux couplages, de nouvelles

boucles de rétroactions, sur les projections de changement climatique.

Vu la complexité de ce système, les résultats des simulations sont souvent difficiles à comprendre et à évaluer. Le modèle que nous avons mis en place permet un accroissement progressif de la complexité du système étudié. La colonne vertébrale est constituée des modèles de circulation générale de l'atmosphère et de l'océan. Sur cette ossature, on peut ensuite coupler les différents autres modèles, pour l'atmosphère ou l'océan seul, ou pour le modèle couplé atmosphère-océan. Vu la complexité du système, cette approche par étape est indispensable pour rester maître de son évolution et analyser le rôle respectif des différentes composantes. Son évolution future doit rester guidée par les questions scientifiques que l'on veut aborder et par les possibilités d'évaluation du modèle par rapport aux observations.

A court terme (probablement en 2009), nous réaliserons les simulations pour la préparation du prochain rapport du GIEC. La décision et le calendrier précis devrait être officialisés prochainement. Ces simulations seront réalisées de façon coordonnée avec celles du CNRM dans le cadre du projet MissTerre. A l'IPSL, nous nous orientons vers l'utilisation de deux modèles couplés : l'un incluant le couplage avec tous les cycles, basé sur les paramétrisations physiques actuelles de LMDz. L'autre basé sur une nouvelle version de la physique, incluant notamment les nouvelles paramétrisations de couche limite et de convection dont le développement a été piloté par Frédéric Hourdin et Jean-Yves Grandpeix. Ce modèle représente un saut qualitatif en terme de paramétrisation. Il reste à finaliser, à évaluer, et vu les délais nous n'aurons pas le temps de faire les développements nécessaires au couplage avec les autres composantes.

4.5 Calcul des échanges radiatifs dans les atmosphères

Planètes telluriques et exo-planètes

Pour développer un GCM pour une planète tellurique autre que la Terre, une première étape importante est le développement d'une paramétrisation des échanges radiatifs adaptée à l'atmosphère de cette planète : composition, pression, température... Pour Mars, dont l'atmosphère de CO_2 est très fine, un code radiatif avait été développé par Hourdin (1992) et nous avons ensuite utilisé la formulation en puissance nette échangée pour l'améliorer (Dufresne et al., 2005a). Pour Venus, les caractéristiques de l'atmosphère font qu'elle représente un cas d'une difficulté extrême pour le calcul radiatif : pression et température élevée, épaisseur optique extrêmement forte, nuages diffusants dans l'infrarouge... La paramétrisation développée par Eymet et al. (2006) est une première et nous permet d'envisager de transposer la méthode utilisée à un grand nombre d'atmosphères. La découverte de planètes à l'extérieur du système solaire ouvre de nombreuses questions, notamment d'habitabilité des planètes et de présence éventuelle d'eau liquide (e.g. Selsis et al., 2008). Il y a donc maintenant une demande forte pour développer un outil et un environnement qui permettent de proposer des paramétrisations pour des atmosphères planétaires très diverses, couvrant une très grande gamme de propriétés radiatives, et une collaboration entre le LMD, le SA, le laboratoire LAPLACE (Toulouse) et le CRAL (Lyon) a été mise en place par François Forget.

La paramétrisation développée par Vincent Eymet pour Vénus a été introduite dans le GCM LMDz (Lebonnois et al., 2006). Pour l'instant cette paramétrisation prend en compte les effets des variations de température et de pression, mais pas ceux des variations de la composition de l'atmosphère ou des propriétés radiatives des nuages. Elle est donc adaptée à des premières études exploratoires, pour lesquelles il n'est pas nécessaire de prendre en compte de façon interactive l'effet d'un changement des nuages ou de la composition de l'atmosphère. Pour pouvoir le faire, et ce pour une large gamme d'atmosphère, il nous faut un outil permettant de générer les coefficients des k-distributions pour cette gamme. Un travail est en cours à partir des codes radiatifs utilisés par F. Selsis

au CRAL. Il nous permettra de développer la prise en compte interactive des variations de la couverture nuageuse et de la composition de l'atmosphère. Dans un premier temps, nous nous limiterons à une paramétrisation qui permettra de traiter une atmosphère composée de vapeur d'eau dont la concentration varie, et d'autres constituants, quelconques mais dont la fraction reste fixe.

Terre

Ces développements pourront être utiles pour la Terre, en particulier pour l'étude des atmosphères primitives. Aucun travail n'est encore engagé sur ce sujet, mais les développements précédents seront faits afin de pouvoir être directement appliqués à la version terrestre de LMDz.

Un des points sur lequel nous avons commencé à travailler et qui n'a pas encore abouti (faute de temps consacré) est le développement d'une paramétrisation de la diffusion dans l'infrarouge. Cet effet de la diffusion est non négligeable pour les nuages hauts (Eymet et al., 2004), pour les aérosols désertiques (Dufresne et al., 2002b) et les paramétrisations actuelles sont très peu satisfaisantes. Des travaux théoriques sur ce sujet ont été faits au Laplace et pourront servir de base au développement d'une nouvelle paramétrisation, plus pertinente. Par ailleurs, dans le cadre de son travail de thèse, Nicolas Meilhac a analysé finement comment les échanges radiatifs évoluent au cours d'une journée et exploré comment un modèle de type Malkmus pouvait être utilisé pour calculer ces échanges, de façon approchée, simplement et à faible coût numérique.

Un autre sujet que je souhaite explorer est celui d'utiliser la formulation en puissance nette échangée pour développer des modèles radiatifs très simples et les utiliser dans des modèles théoriques, tels ceux développés pour étudier le climat, la circulation tropicale et leurs variations. Dans le cadre de ces modèles, le refroidissement radiatif de l'atmosphère joue par exemple un rôle clef dans les changements moyens de précipitation (Allan, 2006), dans le différentiel de changement de précipitation entre les régions d'ascendance et de subsidence (Allan and Soden, 2007) ou dans les changements de l'intensité de la circulation atmosphérique (Vecchi et al., 2006).

Références

- Abbot, C. G., 1906 : Samuel Pierpont Langley. *The Astrophysical Journal*, **23** (4), 271–283.
- Alexeev, V. and J. Langen, P. and Bates, 2005 : Polar amplification of surface warming on an aquaplanet in "ghost forcing" experiments without sea ice feedbacks. *Climate Dynamics*, **24**, 655–666.
- Allan, R. P., 2006 : Variability in clear-sky longwave radiative cooling of the atmosphere. *J. Geophys. Res.-Atm.*, **111**, D22105, doi :10.1029/2006JD007304.
- Allan, R. P. and B. J. Soden, 2007 : Large discrepancy between observed and simulated precipitation trends in the ascending and descending branches of the tropical circulation. *Geophys. Res. Lett.*, **34**, L18705, doi :10.1029/2007GL031460.
- Andrews, T. and P. M. Forster, 2008 : CO_2 forcing induces semi-direct effects with consequences for climate feedback interpretations. *Geophys. Res. Lett.*, **35**, L04802, doi : 10.1029/2007GL032273.
- Arrhenius, S., 1896 : On the influence of carbonic acid in the air upon the temperature of the ground. *The London Edinburgh and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science*, **41** (251), 237–276.
- Arzel, O., T. Fichefet, and H. Goosse, 2006 : Sea ice evolution over the 20th and 21st centuries as simulated by current AOGCMs. **12** (3), 401–415, doi : 10.1016/j.ocemod.2005.08.002.
- Arzel, O., T. Fichefet, H. Goosse, and J.-L. Dufresne, 2008 : Causes and impacts of changes in the Arctic freshwater budget during the 20th and 21st centuries in an AOGCM. *Climatic Dynamics*, **30** (1), 37–58, doi :10.1007/s00382-007-0258-5.
- Aumont, O., J. Orr, P. Monfray, G. Madec, and E. Maier-Reimer, 1999 : Nutrient trapping in the equatorial pacific : the ocean circulation solution. *Global Biogeochemical Cycles*, **13** (2), 351–369.
- Bard, E., 2004 : Effet de serre et glaciations, une perspective historique. (greenhouse effect and ice ages : historical perspective). *C. R. Geosci.*, **336**, 603–638.
- Barr, E. S., 1963 : The infrared pioneers-III. Samuel Pierpont Langley. *Infrared Physics*, **3** (4), 195–206.
- Barthelet, P., et al., 1998 : Simulations couplées globales des changements climatiques associés à une augmentation de la teneur atmosphérique en CO_2 . *C. R. Acad. Sci. Série II-a*, **326** (10), 677–684.
- Berthelot, M., P. Friedlingstein, P. Ciais, J.-L. Dufresne, and P. Monfray, 2005 : How uncertainties in future climate change predictions translate into future terrestrial carbon fluxes. *Global Biogeochemical Cycles*, **11**, 959–970, doi : 10.1111/j.1365-2486.2005.00957.x.
- Bony, S. and J.-L. Dufresne, 2005 : Marine boundary layer clouds at the heart of cloud feedback uncertainties in climate models. *Geophys. Res. Lett.*, **32** (20), L20 806, doi : 10.1029/2005GL023851.
- Bony, S., J.-L. Dufresne, H. Le Treut, J.-J. Morcrette, and C. Senior, 2004 : On dynamic and thermodynamic components of cloud changes. *Climate Dynamics*, **22**, 71–86.

- Bony, S., et al., 2006 : How well do we understand and evaluate climate change feedback processes? *J. Climate*, **19** (15), 3445–3482, doi : 10.1175/JCLI3819.1.
- Boucher, O. and U. Lohmann, 1995 : The sulfate-CCN-cloud albedo effect : A sensitivity study with two general circulation models. *Tellus, Ser. B*, **47**, 281–300.
- Boucher, O. and M. Pham, 2002 : History of sulfate aerosol radiative forcings. *Geophys. Res. Lett.*, **29** (9), 1308, doi :10.1029/2001GL014048.
- Braconnot, P., F. Hourdin, S. Bony, J.-L. Dufresne, J.-Y. Grandpeix, and O. Marti, 2007 : Impact of different convective cloud schemes on the simulation of the tropical seasonal cycle with a coupled ocean-atmosphere model. *Climatic Dynamics*, **29** (5), 501–520, doi : 10.1007/s00382-007-0244-y.
- Braconnot, P., S. Joussaume, O. Marti, and N. de Noblet, 1999 : Synergistic feedbacks from ocean and vegetation on the African monsoon response to mid-Holocene insolation. *Geophys. Res. Lett.*, **26**, 2481–2484, doi :10.1029/1999GL006047.
- Cess, R. D., et al., 1990 : Intercomparison and interpretation of climate feedback processes in 19 atmospheric general circulation models. *J. Geophys. Res.-Atm.*, **95** (D10), 16 601–16 615, doi :10.1029/90JD01219.
- Chepfer, H., S. Bony, D. Winker, M. Chiriaco, J.-L. Dufresne, and G. Sèze, 2008 : Use of CALIPSO lidar observations to evaluate the cloudiness simulated by a climate model. *Geophys. Res. Lett.*, **smi**,.
- Cherkaoui, M., 1996 : Modélisation et étude de sensibilité des échanges radiatifs et conductifs couplés dans une cavité remplie d’air ambiant. Thèse, Université Paris 12, Paris.
- Cherkaoui, M., J.-L. Dufresne, R. Fournier, J.-Y. Grandpeix, and A. Lahellec, 1996 : Monte-Carlo simulation of radiation in gases with a narrow-band model and a net-exchange formulation. *ASME Journal of Heat Transfer*, **118**, 401–407.
- Cherkaoui, M., J.-L. Dufresne, R. Fournier, J.-Y. Grandpeix, and A. Lahellec, 1998 : Radiative net exchange formulation within one dimensional gas enclosures with reflective surfaces. *ASME J. of Heat Transfer*, **120**, 275–278.
- Cherkaoui, M., J.-L. Dufresne, R. Fournier, J.-Y. Grandpeix, A. Lahellec, and D. Palenzuela, 1993 : Two procedures for radiative calculation with narrow-band statistical model in a volume of gas at room temperature. *Eurotherm Series No. 21*, Ed. Européennes Thermique & Industrie, Paris.
- Coindreau, O., F. Hourdin, M. Haefelin, A. Mathieu, and C. Rio, 2007 : Assessment of physical parameterizations using a global climate model with stretchable grid and nudging. *Mon. Wea. Rev.*, **135** (4), 1474–1489, doi :10.1175/MWR3338.1.
- Collins, W. D., et al., 2006 : Radiative forcing by well-mixed greenhouse gases : Estimates from climate models in the Intergovernmental Panel on Climate Change (IPCC) Fourth Assessment Report (AR4). *J. Geophys. Res.-Atm.*, **111**, D14 317, doi :10.1029/2005JD006713.
- Colman, R., 2003 : A comparison of climate feedbacks in general circulation models. *Climate Dynamics*, **20** (7-8), 865–873, doi :10.1007/s00382-002-0301-5.
- Crawford, E., 1997 : Arrhenius’1986 model of the greenhouse effect in context. *AMBIO*, **26** (1), 6–11.

- de Lataillade, A., 2001 : Modélisation détaillée des transferts radiatifs et couplage avec la cinétique chimique dans des systèmes en combustion. Thèse, INP, Toulouse.
- de Lataillade, A., S. Blanco, Y. Clergent, J.-L. Dufresne, M. El Hafi, and R. Fournier, 2002a : Monte Carlo method and sensitivity estimations. *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer*, **75** (5), 529–538.
- de Lataillade, A., J.-L. Dufresne, M. El Hafi, V. Eymet, and R. Fournier, 2002b : A net exchange Monte Carlo approach to radiation in optically thick systems. *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer*, **74** (5), 563–584.
- de Lataillade, A., M. El Hafi, R. Fournier, and J.-L. Dufresne, 1999 : Radiative transfer modeling for radiation-chemistry coupling analysis. *Proceedings of the 5th International Conference on Technologies and Combustion for a Clean Environment*, Gordon and Breach, Eds., Lisbon, Portugal.
- de Saussure, H.-B., 1779 : *Voyages dans les Alpes*, chap. XXXV, tome second, Des causes du froid qui règne sur les montagnes, 347–372. Neuchatel.
- Douville, H., D. Salas-Mélia, and S. Tyteca, 2006 : On the tropical origin of uncertainties in the global land precipitation response to global warming. *Climate Dynamics*, **26**, 367–385, doi :10.1007/s00382-005-0088-2.
- Dufresne, J.-L., 2006 : Jean-Baptiste Joseph Fourier et la découverte de l’effet de serre (Jean-Baptiste Joseph Fourier and the discovery of the greenhouse effect.). *La Météorologie*, **53**, 42–46.
- Dufresne, J.-L., 2008 : La détermination de la constante solaire par Claude Matthias Pouillet (the measurment of the solar constant by Claude Matthias Pouillet). *La Météorologie*, **60**, 36–43.
- Dufresne, J.-L. and S. Bony, 2008 : An assessment of the primary sources of spread of global warming estimates from coupled atmosphere-ocean models. *J. Climate*, **accepted**, doi : 10.1175/2008JCLI2239.1.
- Dufresne, J.-L., R. Fournier, and J.-Y. Grandpeix, 1998 : The Monte-Carlo exchange method for radiative budget computation in a gas-filled two dimensional enclosure. *Comptes Rendus de l’Académie des Sciences, Série II b*, **326**, 33–38.
- Dufresne, J.-L., R. Fournier, and J.-Y. Grandpeix, 1999 : Inverse gaussian k-distributions. *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer*, **61** (4), 433–441.
- Dufresne, J.-L., R. Fournier, C. Hourdin, and F. Hourdin, 2005a : Net exchange reformulation of radiative transfer in the CO₂ 15- μ m band on Mars. *J. Atmos. Sci.*, **62**, 3303–3319.
- Dufresne, J.-L., P. Friedlingstein, M. Berthelot, L. Bopp, L. Fairhead, H. Le Treut, and P. Monfray, 2002a : On the magnitude of positive feedback between future climate change and the carbon cycle. *Geophys. Res. Lett.*, **29** (10), doi :10.1029/2001GL013777.
- Dufresne, J.-L., C. Gautier, P. Ricchiazzi, and Y. Fouquart, 2002b : Longwave scattering effects of mineral aerosols. *J. Atmos. Sci.*, **59** (12), 1959–1966.
- Dufresne, J.-L., J. Quaas, O. Boucher, F. Denvil, and L. Fairhead, 2005b : Contrasts in the effects on climate of anthropogenic sulfate aerosols between the 20th and the 21st century. *Geophys. Res. Lett.*, **32**, L21 703, doi : 10.1029/2005GL023619.

- Dufresne, J.-L., et al., 2006 : Simulation de l'évolution récente et future du climat par les modèles du CNRM et de l'IPSL. *La Météorologie*, **55**, 45–59.
- Emori, S. and S. J. Brown, 2005 : Dynamic and thermodynamic changes in mean and extreme precipitation under changed climate. *Geophys. Res. Lett.*, **32**, L17706, doi : 10.1029/2005GL023272.
- Eymet, V., 2003 : Simulation Monte-Carlo et analyse en Puissances Nettes Échangées des transferts radiatifs infrarouges avec diffusion : vers une paramétrisation dans un modèle de circulation générale atmosphérique. Thèse, Université Paul Sabatier (Toulouse III).
- Eymet, V., 2007 : KARINE : a tool for infrared radiative transfer analysis in planetary atmospheres. Note interne, Laboratoire d'Energétique. URL <http://www.lmd.jussieu.fr/~eymet/karine.html>.
- Eymet, V., J.-L. Dufresne, P. Ricchiazzi, R. Fournier, and S. Blanco, 2004 : Longwave radiative analysis of cloudy scattering atmospheres using a net exchange formulation. *Atmospheric Research*, **72** (1-4), 239–261.
- Eymet, V., R. Fournier, S. Blanco, and J.-L. Dufresne, 2005 : A boundary-based net exchange Monte-Carlo method for absorbing and scattering thick media. *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer*, **91** (1), 27–46.
- Eymet, V., R. Fournier, J.-L. Dufresne, S. Lebonnois, F. Hourdin, and M. A. Bullock, smi : Net-Exchange parameterization of infrared radiative transfers in Venus' atmosphere. *Icarus*.
- Eymet, V., R. Fournier, S. Lebonnois, M. A. Bullock, J.-L. Dufresne, and F. Hourdin, 2006 : An infrared radiative transfer parameterization for a Venus General Circulation Model. *Bulletin of the American Astronomical Society*, Vol. 38, 527–+.
- Fels, S. B. and M. D. Schwarzkopf, 1975 : The simplified exchange approximation : A new method for radiative transfer calculations. *J. Atmos. Sci.*, **32**, 1475–1488.
- Forster, P., et al., 2007 : Changes in atmospheric constituents and in radiative forcing. *Climate Change 2007 : The Scientific Basis. Contribution of Working Group I to the Fourth Assessment Report of the Intergovernmental Panel on Climate Change*, S. Solomon, D. Qin, M. Manning, Z. Chen, M. Marquis, K. B. Averyt, M. Tignor, and H. L. Miller, Eds., Cambridge University Press, Cambridge, United Kingdom and New York, NY, USA, chap. 2, 996.
- Forster, P. M. d. F. and K. E. Taylor, 2006 : Climate forcings and climate sensitivities diagnosed from coupled climate model integrations. *J. Climate*, **19** (1), 6181–194, doi : 10.1175/JCLI3611.1.
- Foukal, P., C. Fröhlich, H. Spruit, and T. M. L. Wigley, 2006 : Variations in solar luminosity and their effect on the earth's climate. *Nature*, **443**, 161–166, doi :10.1038/nature05072.
- Fourier, J.-B. J., 1824 : Remarques générales sur les températures du globe terrestre et des espaces planétaires. *Annales de Chimie et de Physique*, t. XXVII, 136–167.
- Fourier, J.-B. J., 1827 : Mémoire sur les températures du globe terrestre et des espaces planétaire. *Mémoires de l'Académie Royale des Sciences de l'Institut de France*, tome VII, 570–604.

- Fourier, J.-B. J., 1890 : *Œuvres de Fourier*, Vol. 2, 636 p. Gauthier-Villars, publié par G. Darboux, URL accessibles via Gallica : <http://gallica.bnf.fr/>.
- Fournier, R., 1994 : Rayonnement thermique dans les gaz : analyse du couplage avec la convection naturelle. Thèse, Université Paul Sabatier (Toulouse III).
- Friedlingstein, P., J.-L. Dufresne, P.-M. Cox, and P. Rayner, 2003 : How positive is the feedback between climate change and the carbon cycle. *Tellus*, **55B**, 692–700.
- Friedlingstein, P., I. Fung, E. Holland, J. John, G. Brasseur, D. Erickson, and D. Schimel, 1995 : On the contribution of CO_2 fertilization to the missing biospheric sink. *Global Biogeochemical Cycles*, **9** (4), 541–556.
- Friedlingstein, P., et al., 2006 : Climate-carbon cycle feedback analysis : Results from the C4MIP model intercomparison. *J. Climate*, **19** (14), 3337–3353, doi : 10.1175/JCLI3800.1.
- Goody, R. M. and Y. L. Yung, 1989 : *Atmospheric Radiation, Theoretical Basis*. 2d ed., Oxford University Press., 200 Madison Avenue, New York, New York 10016, 519 pp.
- Green, J. S. A., 1967 : Division of radiative streams into internal transfer and cooling to space. *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, **93**, 371–372.
- Gregory, J. and M. Webb, 2008 : Tropospheric adjustment induces a cloud component in CO_2 forcing. *J. Climate*, **21** (1), 58–71, doi : 10.1175/2007JCLI1834.1.
- Grinevald, J., 1992 : "de carnot à gaya, l'histoire de l'effet de serre. *La Recherche*, **23** (243), 532–538.
- Hegerl, G. C., et al., 2007 : Understanding and attributing climate change. *Climate Change 2007 : The Scientific Basis. Contribution of Working Group I to the Fourth Assessment Report of the Intergovernmental Panel on Climate Change*, S. Solomon, D. Qin, M. Manning, Z. Chen, M. Marquis, K. B. Averyt, M. Tignor, and H. L. Miller, Eds., Cambridge University Press, Cambridge, United Kingdom and New York, NY, USA, chap. 8, 996.
- Held, I. M. and B. J. Soden, 2006 : Robust responses of the hydrological cycle to global warming. *J. Climate*, **19**, 5686–5699.
- Hottel, H. C. and A. F. Sarofim, 1967 : *Radiative Transfer*. McGraw-Hill, New York, 520 pp.
- Hourdin, F., 1992 : A new representation of the CO_2 15 μm band for a Martian general circulation model. *J. Geophys. Res.*, **97** (E11), 18,319–18,335.
- Iga, S., H. Tomita, Y. Tsushima, and M. Satoh, 2007 : Climatology of a nonhydrostatic global model with explicit cloud processes. *Geophys. Res. Lett.*, **34**, L22814, doi : 10.1029/2007GL031048.
- IPCC, 2001 : *Climate Change 2001 : The Scientific Basis. Contribution of Working Group I to the Third Assessment Report of the Intergovernmental Panel on Climate Change*, J. T. Houghton, Y. Ding, D. J. Griggs, M. Noguer, P. J. van der Linden, X. Dai, K. Maskell, and C. A. Johnson, Eds., Cambridge University Press, Cambridge, United Kingdom and New York, NY, USA, 881.

- IPCC, 2007 : *Climate Change 2007 : The Scientific Basis. Contribution of Working Group I to the Fourth Assessment Report of the Intergovernmental Panel on Climate Change*, S. Solomon, D. Qin, M. Manning, Z. Chen, M. Marquis, K. B. Averyt, M. Tignor, and H. L. Miller, Eds., Cambridge University Press, Cambridge, United Kingdom and New York, NY, USA, 996.
- Joseph, J. M. and R. Bursztyn, 1976 : A radiative cooling model in the thermal infrared for application to models of the general circulation. *J. Appl. Met.*, **15**, 319–325.
- Joshi, M., J. Gregory, M. Webb, D. Sexton, and T. Johns, 2007 : Mechanisms for the land/sea warming contrast exhibited by simulations of climate change. *Climate Dynamics*, **30** (5), 455–465, doi :10.1007/s00382-007-0306-1.
- Khairoutdinov, M., C. DeMott, and D. Randall, 2008 : Evaluation of the simulated interannual and subseasonal variability in an AMIP-style simulation using the CSU Multiscale Modeling Framework. *J. Climate*, **21** (3), 413–431, doi :10.1175/2007JCLI1630.1.
- Khairoutdinov, M., D. Randall, and C. DeMott, 2005 : Simulations of the atmospheric general circulation using a cloud-resolving model as a superparameterization of physical processes. *J. Atmos. Sci.*, **62** (7), 2136–2154, doi :10.1175/JAS3453.1.
- Khodri, M., Y. Leclainche, G. Ramstein, P. Braconnot, O. Marti, and E. Cortijo, 2001 : Simulating the amplification of orbital forcing by ocean feedbacks in the last glaciation. *Nature*, **410**, 570–574.
- Kiehl, J. T. and K. E. Trenberth, 1997 : Earth’s annual global mean energy budget. *Bull. Am. Meteorol. Soc.*, **78**, 197–207.
- Kliore, A. J., G. M. Keating, and V. I. Moroz, 1986 : *The Venus International Reference Atmosphere*. Pergamon Press, Oxford.
- Lambert, S. and J. Fyfe, 2006 : Changes in winter cyclone frequencies and strengths simulated in enhanced greenhouse gas experiments : Results from the models participating in the IPCC diagnostic exercise. *Climate Dynamics*, **26** (7-8), 713–728, doi : 10.1007/s00382-006-0110-3.
- Langley, S. P., 1886 : Observations on invisible heat-spectra and the recognition of hitherto unmeasured wave-lengths, made at the allegheny observatory. *American Journal of Science*, **31** (181), 1–12.
- Langley, S. P. and C. G. Abbot, 1900 : *Annals of the Astrophysical Observatory of the Smithsonian Institution*, Vol. 1. Government printing office, Washington.
- Langley, S. P. and F. W. Very, 1887 : The temperature of the moon. *Memoirs of the National Academy of Sciences*, **4**, 107–212.
- Lebonnois, S., A. Cresspin, F. Hourdin, V. Eymet, R. Fournier, and J.-L. Dufresne, 2006 : Super-rotation simulated with the new LMD Venus General Circulation Model. *First European Planetary Science Congress*, Berlin, Germany.
- Li, Z. X. and S. Conil, 2003 : A 1000-year simulation with the IPSL ocean-atmosphere coupled model. *Annales Geophysicae*, **46**(1), 39–46.
- Loettgers, A., 2003 : Pierpont Langley and his contributions to the empirical basis of black-body radiation. *Physics in Perspective*, **5** (3), 262–280, doi :10.1007/s00016-003-0143-5.

- Lohmann, U. and J. Feichter, 2005 : Global indirect aerosol effects : a review. *Atmos. Chem. Phys.*, **5**, 715–737, www.atmos-chem-phys.org/acp/5/715/.
- Maier-Reimer, E., 1993 : Transport and storage of CO₂ in the ocean - An inorganic ocean-circulation carbon cycle model. *Global Biogeochemical Cycles*, **7**, 645–677.
- Manabe, S. and R. T. Wetherald, 1967 : Thermal equilibrium of the atmosphere with a given distribution of relative humidity. *J. Atmos. Sci.*, **24** (3), 241–259.
- Manabe, S. and R. T. Wetherald, 1975 : The effects of doubling the co2 concentration on the climate of a general circulation model. *J. Atmos. Sci.*, **32** (1), 3–15.
- Marti, O., et al., 2005 : The new IPSL climate system model : IPSL-CM4. Technical note, IPSL, 80s pp. Available at <http://dods.ipsl.jussieu.fr/omamce/IPSLCM4/DocIPSLCM4/>.
- Meehl, G. A., C. Covey, B. McAvaney, M. Latif, and R. J. Stouffer, 2005 : Overview of the Coupled Model Intercomparison Project. *Bull. Am. Meteorol. Soc.*, **86** (1), 89–93.
- Meehl, G. A., et al., 2007 : Global climate projections. *Climate Change 2007 : The Scientific Basis. Contribution of Working Group I to the Fourth Assessment Report of the Intergovernmental Panel on Climate Change*, S. Solomon, D. Qin, M. Manning, Z. Chen, M. Marquis, K. B. Averyt, M. Tignor, and H. L. Miller, Eds., Cambridge University Press, Cambridge, United Kingdom and New York, NY, USA, chap. 10, 996.
- Morcrette, J.-J., 1990 : Impact of changes to the radiation transfer parameterizations plus cloud optical properties in the ECMWF model. *Mon. Wea. Rev.*, **118** (4), 847–873.
- Morcrette, J.-J., L. Smith, and Y. Fouquart, 1986 : Pressure and temperature dependence of the absorption in longwave radiation parametrizations. *Contrib. Atmos. Phys.*, **59** (4), 455–469.
- Nakicenovic, N., et al., 2000 : *Special Report on Emissions Scenarios*, N. Nakicenovic and R. Swart, Eds., Cambridge University Press, Cambridge, UK, 612.
- Pham, M., O. Boucher, and D. Hauglustaine, 2005 : Changes in atmospheric sulfur burdens and concentrations and resulting radiative forcings under IPCC SRES emission scenarios for 1990-2100. *J. Geophys. Res.*, **110**, D06112, doi :10.1029/2004JD005125.
- Pierluissi, J. and G.-S. Peng, 1985 : New molecular transmission band models for LOW-TRAN. *Opt. Eng.*, **24** (3), 541–7.
- Pierrehumbert, R. T., 2004 : Greenhouse effect : Fourier’s concept of planetary energy balance is still relevant today. *Nature*, **432**, 677.
- Pouillet, C., 1838 : Mémoire sur la chaleur solaire, sur les pouvoirs rayonnants et absorbants de l’air atmosphérique, et sur la température de l’espace. *Extrait des Comptes Rendus de l’Académie des Sciences*, URL accessibles via Gallica : <http://gallica.bnf.fr/>, séance du 9 juillet 1838, accessibles via Gallica : <http://gallica.bnf.fr/>.
- Quaas, J. and O. Boucher, 2005 : Constraining the first aerosol indirect radiative forcing in the LMDZ GCM using POLDER and MODIS satellite data. *Geophys. Res. Lett.*, **32**, L17814, doi :10.1029/2005GL023850.
- Quaas, J., O. Boucher, and F.-M. Bréon, 2004 : Aerosol indirect effects in POLDER satellite data and the Laboratoire de Météorologie Dynamique-Zoom (LMDZ) general circulation model. *J. Geophys. Res.*, **109**, D08205, doi :10.1029/2003JD004317.

- Ramanathan, V. and J. A. Coakley, 1978 : Climate modeling through radiative-convective models. *Rev. Geophys. Space Phys.*, **16**, 465–489.
- Ramanathan, V. and A. M. Vogelmann, 1997 : Greenhouse effect, atmospheric solar absorption and the earth’s radiation budget : From the arrhenius-langley era to the 1990s. *AMBIO*, **26** (1), 38–46.
- Randall, D. A., et al., 2007 : Climate models and their evaluation. *Climate Change 2007 : The Scientific Basis. Contribution of Working Group I to the Fourth Assessment Report of the Intergovernmental Panel on Climate Change*, S. Solomon, D. Qin, M. Manning, Z. Chen, M. Marquis, K. B. Averyt, M. Tignor, and H. L. Miller, Eds., Cambridge University Press, Cambridge, United Kingdom and New York, NY, USA, chap. 8, 996.
- Rayner, N. A., P. Brohan, D. E. Parker, C. K. Folland, J. J. Kennedy, M. Vanicek, T. J. Ansell, and S. F. B. Tett, 2006 : Improved analyses of changes and uncertainties in sea surface temperature measured in situ since the mid-nineteenth century : The HadSST2 dataset. *J. Climate*, **19** (3), 446–469, doi :10.1175/JCLI3637.1.
- Ricchiazzi, P., S. Yang, C. Gautier, and D. Sowle, 1998 : SBDART : a research and teaching software tool for plane-parallel radiative transfer in the earth’s atmosphere. *Bull. Am. Meteorol. Soc.*, **79** (10), 2101–14.
- Rodgers, C. D. and C. D. Walshaw, 1966 : The computation of infra-red cooling rate in planetary atmospheres. *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, **92**, 67–92.
- Schwarzkopf, D. and S. Fels, 1991 : The simplified exchange method revisited : an accurate, rapid method for computation of infrared cooling rates and fluxes. *J. Geophys. Res.*, **96**, 9075–9096.
- Selsis, F., J. F. Kasting, B. Levrard, J. Paillet, I. Ribas, and X. Delfosse, 2008 : Habitable planets around the star Gl 581 ? *Astron. Astrophys.*, **accepted**.
- Soden, B. J. and I. M. Held, 2006 : An assessment of climate feedbacks in coupled ocean atmosphere models. *J. Climate*, **19** (14), 3354–3360, doi : 10.1175/JCLI3799.1.
- Soden, B. J., I. M. Held, R. Coleman, K. M. Shell, J. T. Kiehl, and C. A. Shields, 2008 : Quantifying climate feedbacks using radiative kernels. *J. Climate*, **accepted**.
- Soden, B. J., D. L. Jackson, V. Ramaswamy, M. D. Schwarzkopf, and X. Huang, 2005 : The radiative signature of upper tropospheric moistening. *Science*, **310** (5749), 841–844.
- Stamnes, K., S.-C. Tsay, W. Wiscombe, and K. Jayaweera, 1988 : Numerically stable algorithm for discrete-ordinate-method radiative transfer in multiple scattering and emitting layered media. *Appl. Opt.*, **27** (12), 2502–9.
- Stephens, G. L., 2005 : Cloud feedbacks in the climate system : a critical review. *J. Climate*, **18** (2), 237–273, doi : 10.1175/JCLI-3243.1.
- Sutton, R. T., B. Dong, and J. M. Gregory, 2007 : Land/sea warming ratio in response to climate change : IPCC AR4 model results and comparison with observations. *Geophys. Res. Lett.*, **34**, L02701, doi :10.1029/2006GL028164.
- Swingedouw, D., P. Braconnot, P. Delecluse, E. Guilyardi, and O. Marti, 2007 : The impact of global freshwater forcing on the thermohaline circulation : adjustment of North Atlantic convection sites in a CGCM. *Climate Dynamics*, **28** (2), 291–305, doi : 10.1007/s00382-006-0171-3.

- Toon, O., C. McKay, T. Ackerman, and K. Santhanam, 1989 : Rapid calculation of radiative heating rates and photodissociation rates in inhomogeneous multiple scattering atmospheres. *J. Geophys. Res.*, **94** (D13), 16 287–301.
- Tselioudis, G. and W. B. Rossow, 2006 : Climate feedback implied by observed radiation and precipitation changes with midlatitude storm strength and frequency. *Geophys. Res. Lett.*, **33**, L02704, doi :10.1029/2005GL024513.
- Tyndall, J., 1864 : *Heat a Mode of Motion*. D. Appleton, New York, 480 p. (7th ed., Longmans, Green, London, 1887, 591 p.).
- Vecchi, G. A., B. J. Soden, A. T. Wittenberg, I. M. Held, A. Leetmaa, and M. J. Harrison, 2006 : Weakening of tropical pacific atmospheric circulation due to anthropogenic forcing. *Nature*, **441**, 73–76, doi :10.1038/nature04744.
- Webb, M. J., et al., 2006 : On the contribution of local feedback mechanisms to the range of climate sensitivity in two GCM ensembles. *Climate Dynamics*, **27** (1), 17–38, doi 10.1007/s00382-006-0111-2.
- Williams, K. D. and G. Tselioudis, 2007 : GCM intercomparison of global cloud regimes : present-day evaluation and climate change response. *Climate Dynamics*, **29** (2-3), 231–250, doi :10.1007/s00382-007-0232-2.
- Wong, T., B. A. Wielicki, R. B. Lee, G. L. Smith, K. A. Bush, and J. K. Willis, 2006 : Reexamination of the observed decadal variability of the earth radiation budget using altitude-corrected ERBE/ERBS nonscanner WFOV data. *J. Climate*, **19** (16), 4028–4040, doi :10.1175/JCLI3838.1.
- Xu, K.-M., et al., 2005 : Modeling springtime shallow frontal clouds with cloud-resolving and single-column models. *J. Geophys. Res.-Atm.*, **110** (D9), L05708, doi : 10.1029/2004JD005153.